



Filamentation laser femtoseconde IR : Interaction de deux filaments et Source de rayonnement secondaire longue distance

Magali Durand

► To cite this version:

Magali Durand. Filamentation laser femtoseconde IR : Interaction de deux filaments et Source de rayonnement secondaire longue distance. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2011. Français. NNT : . tel-00677376v2

HAL Id: tel-00677376

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00677376v2>

Submitted on 3 Apr 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
Spécialité : Optique non-linéaire

Présentée par
Magali DURAND

pour l'obtention du grade de
Docteur ès sciences, mention physique

*Filamentation laser femtoseconde IR :
Interaction de deux filaments et Source de rayonnement
secondaire longue distance*



Soutenue le 1^{er} décembre 2011 devant la commission d'examen formée de :

EMMANUEL ROSENCHER	Président de Jury
ANDRÉ MYSYROWICZ	Directeur de Thèse
SEE LEANG CHIN	Rapporteur
VLADIMIR TIKHONCHUK	Rapporteur
OLGA KOSAREVA	Examineur
YI LIU	Examineur
OLIVIER VASSEUR	Examineur
ANNE DURÉCU	Membre invité

Thèse préparée en collaboration au Laboratoire d'Optique Appliquée UMR 7639 et à l'ONERA

Résumé

Les lasers femtoseconde amplifiés permettent grâce à leur très grande puissance d'étudier de nouveaux phénomènes physiques tels que la filamentation laser, le faisceau laser se propageant alors sur de grandes distances tout en maintenant une intensité crête élevée. Un filament laser résulte d'une compétition dynamique entre l'effet Kerr (qui focalise le faisceau) et la défocalisation due au plasma généré par l'impulsion laser. Dans ce travail de thèse la filamentation d'un faisceau laser femtoseconde IR a été étudiée aussi bien en terme de processus non-linéaire, que du point de vue d'une source de rayonnements secondaires à grande distance. Lors d'une propagation sur très grande distance (kilomètre) la formation de plusieurs filaments est inévitable. L'interaction entre deux filaments a donc été étudiée méthodiquement dans un premier temps, ainsi que l'effet de cette interaction sur les rayonnements secondaires générés par filamentation. Puis la génération de continuum de lumière blanche et d'émission conique par filamentation laser et la possibilité de générer un continuum de lumière blanche à grande distance ont été étudiées. Finalement, une étude en plein air permettant une propagation sur 2 km a été réalisée. Nous avons démontré qu'il était possible d'obtenir de la filamentation jusqu'à une distance de 1 km avec un laser femtoseconde de 200 mJ se propageant horizontalement à l'air libre. Il s'agit, à ce jour, du record mondial en matière de filamentation laser à longue distance.

Abstract

Amplified femtosecond laser systems allow, due to their high power, to explore new physical phenomena such as filamentation laser, where the laser beam propagates over long distances while maintaining a high peak intensity. Laser filament is actually a dynamic competition between Kerr effect (which focuses the beam) and defocusing due to plasma generation by the laser pulse. In this thesis the filamentation of a femtosecond IR laser beam was investigated both in terms of non-linear processes, and as a remote secondary radiation source, which can be displaced over long distance. For long propagation distances (km) the formation of several filaments is inevitable. First the interaction between two filaments has been studied methodically, and the effect of this interaction on the secondary radiation generated by filamentation has also been investigated. Then the generation of white light continuum and conical emission by laser filamentation and the ability to generate a white light continuum over long distances has been studied. Finally, a study on a field allowing propagation over 2 km was completed. We were able to demonstrate the possibilities to obtain filaments at a distance of 1 km with a femtosecond laser of 200 mJ propagating horizontally in the open air. This is, to date, the world record for long-distance laser filamentation.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Antoine Rousse, directeur du laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, ainsi que René Jalin directeur du DOTA pour son accueil au sein de ce département de l'ONERA. Je remercie également Olivier Vasseur (ONERA) d'avoir cru en mes capacités et de m'avoir soutenue dans l'obtention de la bourse de thèse ONERA qui a rendu possible ces travaux de thèse.

J'adresse une profonde reconnaissance à André Mysyrowicz, mon directeur de thèse, pour son soutien, ses conseils précieux, son accompagnement vers l'indépendance, sa confiance et son implication durant ces travaux de thèse.

Je remercie particulièrement Emmanuel Rosencher, directeur scientifique de l'ONERA et professeur de l'Ecole Polytechnique d'avoir présidé le jury de ma thèse, ainsi que mes deux rapporteurs, Vladimir Tikhonchuk de l'Université de Bordeaux (CELIA) et See Leang Chin de l'Université Laval, qui ont pris de leur temps pour examiner mon manuscrit et pour venir assister à ma soutenance. Je remercie aussi chaleureusement Olga Kosareva pour avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse.

Travailler au sein de deux entités de recherches différentes telles que l'ONERA et le LOA fût une expérience des plus enrichissantes. Au contact de ces deux unités j'ai ainsi pu appréhender au mieux les différents aspects de mes travaux de thèse (scientifique et applicatif). Je tiens donc à remercier mes différents encadrants qui m'ont initié à la recherche et grâce à qui mes travaux de thèse ont pu être aussi fructueux, Aurélien Houard, Yi Liu, Bernard Prade, Olivier Vasseur et Anne Durécu. Je remercie aussi Amélie Jarnac avec qui j'ai pu faire équipe sur différentes expériences menées et qui a toujours su continuer à avancer même dans la difficulté. Je remercie également les différents membres du groupe ILM avec qui j'ai eu grand plaisir à collaborer, Bing Zhou, Cord Arnold, Yves-Bernard André, Jérôme Carbonnel, Armindo Dos Santos, Yohann Brelet, Kevin Verhaeghe et Benjamin Forestier pour les nombreuses discussions.

Je tiens aussi à remercier les membres de l'unité SLS de l'ONERA avec qui j'ai eu aussi un grand plaisir à collaborer, Didier Fleury, Bernard Moreau, Claudine Besson, Pierre Bourdon, Laurent Lombard, Adrian Azarian, Matthieu Duhant, William Renard, Claire Alhenc-Gelas, Valérie Delrue et Julien Totems.

Cette thèse m'a donné l'occasion de collaborer avec un grand nombre de personnes du monde de la recherche ou de l'entreprise et je tiens à leur témoigner ma gratitude. Je remercie ainsi Arnaud Couairon du CPH.T. Les simulations de la filamentation laser présentées dans ce manuscrit ont été réalisées grâce au code numérique qu'il a développé.

Merci à Davide Boschetto et Nicolas Moisan (LOA) grâce à qui j'ai pu étudier la filamentation laser à différentes longueurs d'onde, merci à Caroline Crotti et Karsten Plasmann (LOA) grâce à qui j'ai pu « voir » ces longueurs d'onde. Je remercie également Nicolas Forget et Stéphanie Grabielle (FASTLITE) sans qui la mesure temporelle des filaments infrarouge aurait été impossible. Merci aussi à l'équipe « salle rouge » du LOA pour leur aide sur ce laser si particulier, Magali Lozano, Julien Gautier et Boris Vodungbo.

J'ai eu le plaisir de collaborer dans le cadre de la campagne de propagation laser longue distance au Canada avec des équipes du DRDC et de l'ISL. Je tiens donc à remercier Marc Châteauneuf, Francis Théberge, Jacques Dubois, Michelle Cardinal et Alain Fernet du DRDC pour leur accueil chaleureux au Canada et grâce à qui j'ai pu expérimenter les filaments jusqu'à une distance de 1 km. Je remercie aussi Harmut Borchert, Karsten Diener, et Rüdiger Schmitt de l'ISL ainsi que Bruno Desruelles de la DGA qui était à l'origine de ce projet.

Ce travail n'aurait pas été possible sans l'aide précieuse de l'ensemble du personnels techniques du Laboratoire d'Optique Appliquée, Jean-Lou Charles et Mikaël Martinez à la Mécanique, Fatima Alahyane, Maxence Le Sourd, Thomas Dos Santos et Pierre Zaparucha à l'informatique, Denis Douillet, Thierry Lefroux et Grégory Iaqueniello à la cellule des systèmes expérimentaux ainsi que les gestionnaires Sandrine Bosquet, Patricia Toullier, Octavie Verdun et Claudine Leone.

Je remercie aussi mes amis thésards de l'Ecole Polytechnique avec qui j'ai passé de très bon moments, Louis Gorentin, Clément Fallet, Antoine Wojdyla, Nayely Panier, ainsi que tous ceux de l'équipe X'doc. Je remercie particulièrement Julien Labaune dont le point de vue atypique a toujours mené à de grandes discussions intéressantes.

Enfin je remercie ma famille et mes amis et en particulier ma maman et mes grands-parents d'avoir suivi avec soin cette grande aventure et d'être venu depuis Montpellier assister à ma soutenance. Je remercie Lucile avec qui j'ai pu partager mes expériences même si bien souvent je n'ai pas trouvé mon bonheur dans son catalogue. Je remercie également Mattéo, Fred et Tom d'avoir occupé Thomas pendant mes longues soirées manips et mes campagnes au loin. Et surtout je remercie Thomas qui m'a soutenue durant mes travaux de thèse, et qui accepte de me suivre de l'autre côté de l'atlantique afin que je poursuive mes rêves de recherche.

Sommaire

Résumé	2
Abstract.....	2
Introduction	11

[Principe de la filamentation laser](#)

I. Physique de la filamentation laser.....	12
I.1 Effet Kerr	12
I.2 Défocalisation par le plasma	13
I.3 Equation simplifiée phénoménologique	13
I.4 Milieux de la filamentation	15
II. Effets non-linéaires survenant durant la filamentation	15
II.1 Auto-modulation de phase	15
II.2 Auto-raïdissement du front	17
II.3 Multifilamentation	17
II.4 Emission conique	17
II.5 Autres rayonnements secondaires	18
III. Génération d'impulsions courtes à haute puissance crête	19
III.1 L'oscillateur	20
III.2 L'étireur	20
III.3 Echantillonneur	20
III.4 Amplification	20
III.5 Le compresseur	21
Références.....	22

[Interaction de deux filaments](#)

Introduction	25
I. Réseau de plasma dû à l'interférence de deux filaments	26
I.1 Génération du réseau de plasma	26
I.2 Mise en évidence du réseau de plasma	26
I.3 Modélisation numérique	27
I.3.1 Superposition de deux ondes planes : dimensionnement	27
I.3.2 Réseau d'indice	28
I.3.3 Evolution temporelle du réseau d'indice	28
I.3.4 Réflexion sur le réseau d'indice	29
II. Réseau de plasma pour deux faisceaux de fréquence différente	31

II.1	Différence de fréquence	31
II.2	Déplacement des franges du réseau	32
II.3	Mesure de la vitesse par effet Doppler	35
II.4	Durée du déplacement du réseau	36
III.	Durée de vie du réseau de plasma	37
III.1	Durée de vie du plasma	38
III.1.1	Procédure expérimentale	38
III.1.2	Analyse numérique	39
III.2	Durée de vie du réseau de plasma	44
III.3	Conclusion	46
IV.	Echange d'énergie	47
IV.1	Couplage de deux filaments	47
IV.2	Mise en évidence de deux régimes d'échange d'énergie	49
IV.3	Propriétés de l'échange d'énergie entre deux filaments	51
	Conclusion	53
	Références	54

Interaction de deux filaments : Applications au contrôle de rayonnement secondaire

	Introduction	57
I.	Augmentation de la génération de troisième harmonique par interaction de deux filaments	58
I.1	Etudes antérieures	58
I.2	Résultats expérimentaux	59
I.2.1	Principe de l'expérience	59
I.2.2	Caractérisation systématique du phénomène	61
I.2.3	Interception du filament par un diaphragme en aluminium	63
I.3	Simulations numériques	66
I.3.1	Mise en équation du phénomène	66
I.3.2	Evolution de l'impulsion selon l'axe de propagation	67
I.3.3	Evolution dynamique spatio-temporelle de l'impulsion	70
I.4	Conclusion	71
II.	Contrôle de la génération de rayonnement TéraHertz par interaction entre deux filaments colinéaires	72
II.1	Méthodes de génération de rayonnement THz par filamentation laser	72
II.1.1	Filament simple	72
II.1.2	Application d'un champ électrique sur la colonne de plasma	73
II.1.3	Bi-filamentation laser	73
II.2	Contrôle de la distance entre deux filaments par alignement moléculaire	75

II.3	Contrôle de la génération de rayonnement THz par alignement moléculaire	76
	Conclusion	79
	Références	80

Filamentation laser dans les solides : Influence de la dispersion

	Introduction	84
I.	Grandeurs caractéristiques	85
I.1	Indice de réfraction	85
I.2	Puissance critique	85
I.3	Dispersion	86
I.4	Potentiel d'ionisation	87
II.	Filamentation dans les solides en régime de dispersion normale	88
II.1	Dispositif expérimental	88
II.2	Elargissement spectral	89
II.3	Etude de la polarisation de l'émission conique : cas du CaF_2	90
II.4	Evolution temporelle et spectrale	93
III.	Filamentation dans les solides en régime de dispersion nulle et anormale	95
III.1	Dispersion nulle	95
III.1.1	Caractérisation fréquentielle	96
III.1.2	Evolution temporelle	97
III.2	Dispersion anormale	98
III.2.1	Caractérisation fréquentielle	99
III.2.2	Caractérisation spatiale	100
III.2.3	Evolution temporelle	101
	Conclusion	103
	Références	104

Etude de la filamentation longue distance

	Introduction	107
I.	Etat de l'art	108
I.1	Contrôle de la distance de filamentation par le chirp	108
I.2	Influence de la durée initiale des impulsions sur la génération de plasma	109
I.3	Génération de lumière blanche	110
I.4	Effets de la turbulence sur la filamentation laser	110
I.5	Conclusion	111
II.	Etude expérimentale de la propagation longue distance d'un faisceau femtoseconde intense	112
II.1	Conditions expérimentales	112

II.1.1	Caractéristiques du laser femtoseconde.....	112
II.1.2	Moyens techniques à disposition	113
II.2	Calcul de la distance d'auto-focalisation.....	114
II.3	Détermination des paramètres optimaux pour la filamentation	116
II.4	Longueur du canal ionisé.....	119
II.5	Conclusion	121
III.	Génération de lumière blanche dans des solides transparents à grande distance	122
III.1	Introduction	122
III.2	Evolution du spectre du faisceau en fonction du chirp initial	123
III.3	Lumière blanche générée à distance dans les solides transparents	125
III.4	Application à l'éblouissement de capteur optronique	128
	Conclusion et perspectives	130
	Références.....	131
	Publications	134
	Communications orales	134

Introduction Générale

Ce travail de thèse porte sur la filamentation laser femtoseconde infrarouge et plus particulièrement sur l'interaction de deux filaments laser et l'utilisation de la filamentation laser comme source de rayonnement secondaire. L'une des principales propriétés de la filamentation laser est la conservation d'une intensité laser élevée sur une distance surpassant largement la distance de Rayleigh. La filamentation laser permet aussi grâce aux intensités très élevées qu'elle génère et donc aux effets non-linéaire qu'elle excite, la création d'un grand nombre de rayonnements secondaires tels que la génération d'un continuum de lumière blanche, d'une émission conique, et d'harmoniques. De plus, l'impulsion laser filamentée laisse dans son sillage une fine colonne de plasma qui permet entre autres la production d'un rayonnement THz, et le guidage de décharges électriques.

Le travail présenté ici est découpé en cinq parties. Dans un premier chapitre, le principe de la filamentation laser est expliqué, ainsi que les principaux effets non-linéaires survenant lors de la filamentation laser. Dans ce chapitre est aussi détaillé le principe de base des lasers femtoseconde de puissance crête élevée utilisés durant ce travail de thèse.

Les chapitres deux et trois présentent l'interaction de deux filaments lasers. Dans le chapitre deux cette interaction est étudiée méthodiquement et le réseau de plasma créé à l'intersection de ces deux filaments est caractérisé spatialement et temporellement. On démontre de plus une application de ce réseau de plasma à l'échange efficace entre deux impulsions laser.

Le chapitre trois expose ensuite les effets de l'interaction de deux filaments sur les rayonnements secondaires générés par filamentation laser. La génération efficace de troisième harmonique par interaction de deux filaments est démontrée et réinterprétée. L'effet de lentille moléculaire permettant de contrôler la distance entre deux filaments se propageant colinéairement a été démontré efficace pour contrôler à distance le rayonnement THz émis par bifilamentation laser.

Le chapitre quatre présente

les résultats de l'étude sur le continuum de lumière blanche et l'émission conique. De façon générale l'indice non-linéaire dans les solides est de trois ordres de grandeur supérieur aux indices non-linéaires des gaz. Les non-linéarités sont donc plus importantes dans les solides, le continuum de lumière créé lors de la filamentation est alors plus étendu et plus stable en comparaison de celui obtenu dans l'air. De plus, dans les solides la puissance nécessaire pour amorcer la filamentation étant de l'ordre du MW, on peut générer des filaments plus facilement. Ceci m'a permis grâce à un Amplificateur paramétrique Optique (OPA) commercial de créer des filaments à différentes longueurs d'onde et ainsi de caractériser la filamentation laser et l'émission conique émise pour différents régimes de dispersion.

Enfin, le chapitre cinq présente les résultats de filamentation très longue distance, enjeu primordiale pour beaucoup d'application de la filamentation laser. Lors d'une campagne de mesure effectuée en collaboration avec le centre de Recherche et Développement pour la Défense du Canada (RDDC) de Valcartier, les filaments laser et l'émission conique générée dans l'air et dans des solides à distance ont été caractérisés. Nous avons ainsi démontré qu'il était possible d'obtenir de la filamentation jusqu'à une distance de 1 km avec un laser femtoseconde de 200 mJ se propageant horizontalement à l'air libre. Il s'agit, à ce jour, du record mondial en matière de filamentation laser à longue distance.

Principe de la filamentation laser

Sommaire

Introduction	11
I. Physique de la filamentation laser	12
I.1 Effet Kerr	12
I.2 Défocalisation par le plasma	13
I.3 Equation simplifiée phénoménologique	13
I.4 Milieux de la filamentation	15
II. Effets non-linéaires survenant durant la filamentation.....	15
II.1 Auto-modulation de phase	15
II.2 Auto-raïdissement du front	17
II.3 Multifilamentation	17
II.4 Emission conique	17
II.5 Autres rayonnements secondaires	18
III. Génération d'impulsions courtes à haute puissance crête	19
III.1 L'oscillateur	20
III.2 L'étireur	20
III.3 Echantillonneur	20
III.4 Amplification	20
III.5 Le compresseur	21
Références.....	22

Introduction

En 1960, le physicien américain Théodore Maiman obtient pour la première fois une émission laser au moyen d'un cristal de rubis. En peu de temps, les lasers trouvent de nombreux débouchés industriels. L'une des premières applications du laser fut réalisée en 1965 et consistait à usiner un trou de 4,7 mm de diamètre et 2 mm de profondeur dans un diamant. Cette opération n'aura pris que 15 minutes, alors qu'elle nécessitait 24 heures par des méthodes classiques. Le laser est aujourd'hui utilisé couramment dans l'industrie, les télécommunications, l'informatique ou encore la médecine. C'est aussi un outil puissant pour l'étude des phénomènes physiques et biologiques.

Grâce à de nouvelles technologies, telles que l'invention du CPA (amplification à dérive de fréquence) [Strickland 85] et le développement des cristaux de Titane:Saphir, il est possible générer des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes et de les amplifier pour atteindre des puissances crêtes de plusieurs centaines de TéraWatts. On a longtemps pensé que les impulsions ultra-courtes n'étaient pas adaptées à la propagation sur de grandes distances dans l'air. Par exemple, dans un régime de propagation linéaire l'intensité crête d'une impulsion de 30 fs avec un faisceau de 5 mm est supposée être réduite d'un facteur $\sim 5 \times 10^3$ après une propagation d'un kilomètre dans l'air, en raison des effets combinés de la diffraction (facteur 100) et de la dispersion de vitesse de groupe (facteur 50). Cependant, les études de propagation d'intenses impulsions infrarouges d'une centaine de femtosecondes ont prouvé le contraire. En 1995, Braun et al., ont découvert que l'intensité de l'impulsion au cours de sa propagation augmentait au lieu de décroître. L'intensité était telle qu'à une distance de 10 m des micro-brulures ont été faites sur un miroir. Les chercheurs de l'université du Michigan ont supposé que ces dommages étaient liés à un nouveau type de propagation provenant d'effets non-linéaires excités par l'intensité de l'impulsion. L'intensité de l'impulsion augmentait grâce à un effet non-linéaire appelé auto-focalisation qui était suivi par un phénomène de propagation autoguidée, puisqu'une partie de l'énergie reste concentrée dans le cœur intense du faisceau sur de très longues distances. La structure remarquable ainsi formée par le faisceau laser au cours de sa propagation non-linéaire a par la suite été baptisée filament laser. Peu de temps après, en 1996, la filamentation d'une impulsion laser femtoseconde a été démontrée sur une distance de plus de 50 m [Nibbering 96]. De nombreuses études ont par la suite montré que la filamentation pouvait s'étendre jusqu'à plusieurs centaines de mètres et les filaments lasers sont devenus un champ de recherche très intense [Chin 05, Couairon 07]. Un grand nombre d'applications à la filamentation laser ont été proposées et/ou démontrées pour des domaines divers tels que la télédétection de la pollution atmosphérique [Kasparian 03], l'identification de cibles à distance [Stelmaszczyk 04],[Xu 07], la génération de rayonnement TéraHertz (THz) à distance [D'Amico 07], [Liu 07] ou le guidage de décharges électriques et même de la foudre [Rodriguez 02].



Figure 1 : Photographie de la propagation non-linéaire d'un faisceau TéraWatt issue de la chaîne laser ENSTAmobile à 200 m.

I. Physique de la filamentation laser

L'origine physique de la filamentation laser est maintenant connue. Même si un grand nombre d'effets physiques viennent jouer un rôle, le processus de formation d'un filament peut être décrit par l'action de deux effets physiques non-linéaire : d'une part l'effet Kerr optique, qui contrebalance la diffraction du faisceau et tend à le focaliser sur lui-même, d'autre part l'ionisation multiphotonique limitant l'intensité du faisceau. Le plasma créé par l'ionisation du milieu lors de filamentation va agir comme une lentille divergente et défocaliser le faisceau. Il s'établit alors une compétition dynamique entre la focalisation par effet Kerr, la diffraction et la défocalisation par le plasma. La Figure 2 explicite ce principe. Cette compétition peut se poursuivre sur plusieurs centaines de mètres et il en résulte le filament laser.

Le processus de filamentation laser n'apparaît qu'à partir d'une certaine puissance laser, appelée puissance critique de filamentation P_{cr} . Cette puissance critique a pour expression dans le cas d'un faisceau à profil gaussien [Marburger 75]:

$$P_{cr} = \frac{3,77\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} = 3,2 \text{ GW} \quad \text{I-1}$$

où n_0 est l'indice de l'air, $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ est la longueur d'onde du laser, $n_2 = 3,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ est l'indice non-linéaire de l'air responsable de l'effet Kerr [Couaïron 07].

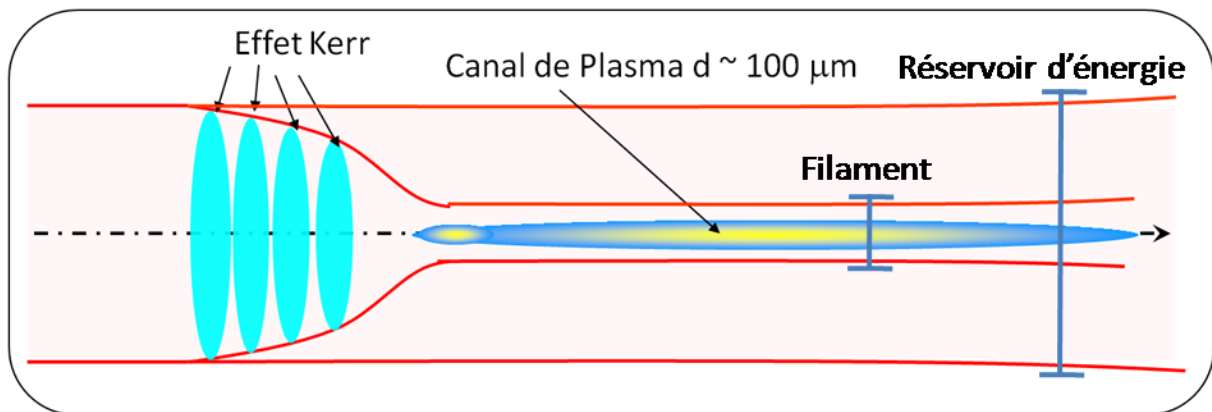


Figure 2 : Schéma de principe de la filamentation laser.

Le filament laser est constitué de la partie intense du faisceau qui subit l'auto-focalisation et qui va générer le plasma. Il contient une partie de l'énergie laser correspondant à peu près à la puissance critique [Braun 95]. Le cœur intense ionisé du filament est entouré d'un réservoir d'énergie qui entretient continûment le cœur et qui est donc nécessaire au maintien de la filamentation [Mlejnek 99].

I.1 Effet Kerr

L'optique non-linéaire concerne les processus apparaissant lorsqu'un milieu matériel est soumis à un faisceau lumineux suffisamment intense pour révéler la réponse non-linéaire du milieu sous l'effet du champ électro-magnétique. La propagation d'un faisceau suffisamment intense pour exciter des effets non-linéaires ne va donc pas être régie par les lois de l'optique classique. Lorsque l'intensité du faisceau est suffisante le premier effet non-linéaire à apparaître dans l'air est l'effet Kerr. L'effet Kerr est un effet non-linéaire du troisième ordre. Ceux-ci sont a priori d'amplitude plus faible que les effets du deuxième ordre, cependant dans les milieux centro-symétrique comme l'air, les effets du second ordre (relevant du $\chi^{(2)}$) sont nuls.

L'effet Kerr rend compte du fait que l'indice n du milieu dans lequel se propage un faisceau intense est modifié par celui-ci. Ainsi, nous avons la relation :

$$n = n_0 + n_2 I \quad \text{I-2}$$

On appelle n_2 l'indice Kerr optique. Lorsque l'intensité laser devient suffisamment importante, le terme $n_2 I$ lié à l'indice non-linéaire du milieu, n'est plus négligeable par rapport à n_0 . Dans le cas d'un faisceau à profil gaussien, la variation de l'indice du milieu suivra la variation d'intensité du profil et l'indice au centre sera alors légèrement plus élevé qu'au bord comme une lentille convexe. Les couches d'air traversées agissent alors comme une série de lentilles de plus en plus convergentes et cet effet cumulatif entraîne l'auto-focalisation du faisceau.

1.2 Défocalisation par le plasma

Pour que la filamentation apparaisse il est nécessaire que l'énergie des photons laser corresponde à une petite fraction du potentiel d'ionisation du milieu. Il apparaît ainsi une ionisation dite multiphotonique. Dans le cas d'un faible potentiel d'ionisation U_i , l'atténuation de l'impulsion due à l'ionisation est trop importante pour permettre la formation d'un filament. La condition $\hbar\omega_0 \ll U_i$ est satisfaite dans l'air à 800 nm : $\hbar\omega_0 = 1,5$ eV, $U_i \sim 12$ eV lorsque l'on considère le premier élément ionisé de l'air : l'oxygène.

L'ionisation du milieu nécessite une absorption simultanée d'un grand nombre de photons, processus très peu probable à faible intensité. Cependant, lorsque le faisceau se focalise sous l'effet Kerr il atteint un niveau d'intensité tel que l'ionisation devient possible.

La génération d'un plasma induit un changement local de l'indice de réfraction [Feit 74], qui suit l'expression suivante :

$$n \cong n_0 - \frac{\rho(\vec{r}, t)}{2\rho_c} \quad \text{I-3}$$

où ρ est la densité électronique du plasma et ρ_c indique la valeur critique de la densité de plasma au dessus de laquelle le plasma devient opaque à l'impulsion laser. Ce changement local de l'indice de réfraction agit comme une lentille divergente sur le faisceau laser. On parle alors de défocalisation par le plasma.

1.3 Equation simplifiée phénoménologique

Ainsi, si la puissance du faisceau laser dépasse une valeur critique telle que l'auto-focalisation apparaisse, le faisceau tend à s'effondrer sur lui-même. Il s'ensuit une compétition entre l'effet Kerr, la diffraction, l'absorption multiphotonique et la défocalisation causée par la formation du plasma. Cela mène à une propagation du faisceau laser sous la forme d'un filament créant dans son sillage un canal plasma. Cette propagation du faisceau laser est dite autoguidée bien que ces termes ne réfèrent pas à un guide ou un antiguide non-linéaire dans le plan de diffraction transverse. Les effets non-linéaires tels que l'effet Kerr et l'ionisation multiphotonique ont été décrits précédemment mais de façon indépendante. Deux équations couplées peuvent décrire la filamentation : l'équation d'évolution de l'enveloppe du champ électrique de l'impulsion laser et de l'équation d'évolution de la densité d'électrons.

Lorsque le champ laser est polarisé suivant l'axe x , le champ électrique peut être décomposé en une onde porteuse et une enveloppe telles que [Couairon 07]:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} E(x, y, z, t) \exp[i(kz - \omega_0 t)] \vec{u}_x + c. c. \quad \text{I-4}$$

où z est l'axe de propagation, k et ω_0 le nombre d'onde et la pulsation centrale de l'impulsion laser. Une équation scalaire du type équation de Schrödinger non-linéaire peut ainsi être obtenue. En introduisant le temps retardé dans le référentiel de l'impulsion $t = t_{lab} - z/v_g(\omega_0)$ (où $v_g(\omega_0) \equiv \partial\omega/\partial k|_{\omega_0}$ indique la vitesse de groupe) on obtient l'équation d'évolution de l'enveloppe :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} E - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + i k_0 n_2 |E|^2 E - i \frac{k_0}{2n_0} \frac{\rho}{\rho_c} E \quad \text{I-5}$$

Cette équation décrit la propagation de l'impulsion dans la direction des z croissants, dans le cas d'une enveloppe lentement variable $E(x, y, z, t)$ et dans le cadre de l'approximation paraxiale. Le premier terme du membre de droite représente la diffraction dans le plan transverse avec $\Delta_{\perp} \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Le deuxième terme rend compte de la dispersion de vitesse de groupe, le troisième terme de l'effet Kerr optique. Enfin le dernier terme représentant la défocalisation par le plasma est couplé à une équation traduisant l'évolution de la densité électronique du plasma ρ que l'on suppose principalement généré par photoionisation, ce qui est le cas pour des impulsions ultra-courtes. Notons que dans cette équation l'absorption multiphoton a été négligée.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma_m |E|^{2m} \rho_{at} \quad \text{I-6}$$

On suppose ici que la photoionisation est multiphotonique. La quantité σ_K représente le taux d'ionisation tel que $W_{MPI} = \sigma_m I^m$ pour une ionisation à m photons, où $m \equiv \langle U_i/\hbar\omega_0 + 1 \rangle$, U_i est le potentiel d'ionisation du milieu et ρ_{at} la densité d'atomes neutres.

Ces équations permettent de mettre en évidence les principaux effets non-linéaires mis en jeu dans la propagation d'impulsions femtosecondes ultra-intenses sous forme de filaments. Elles tiennent compte des effets linéaires comme la diffraction et la dispersion de vitesse de groupe, mais aussi des effets non-linéaires comme l'auto-focalisation par effet Kerr et la défocalisation par le plasma généré par ionisation multiphotonique des molécules d'air. La résolution du système des deux équations couplées reproduit bien le régime d'autoguidage. Toutefois, le calcul montre qu'au cours de la propagation l'impulsion a tendance à donner naissance à des structures temporelles très brèves remettant en cause la validité de l'approximation de l'enveloppe lentement variable. La Figure 3 montre un exemple de résultat de simulation que j'ai obtenue en utilisant le code développé par Arnaud Couairon du Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique résolvant les équations précédemment nommées. Elle présente les largeurs à mi-hauteur calculée à partir des distributions de fluence F en fonction de la distance de propagation z .

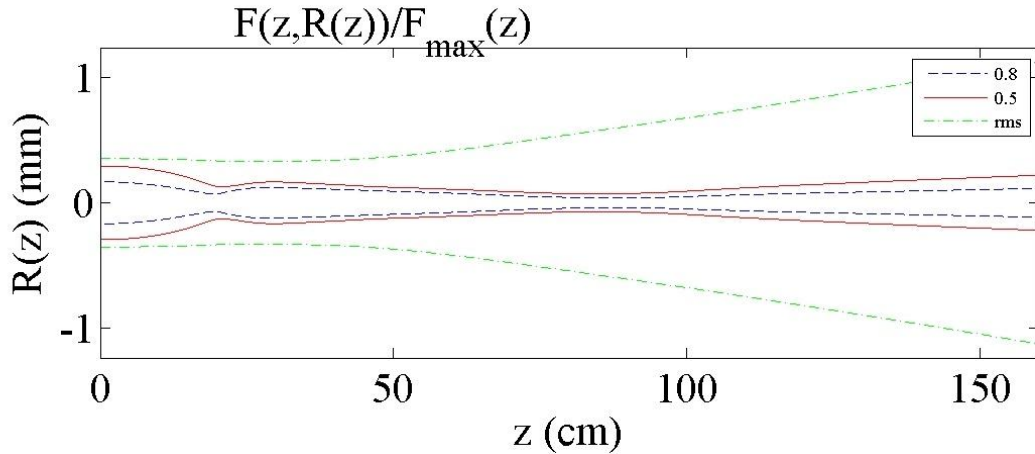


Figure 3 : Résultat de simulation pour une impulsion de 1 mJ, 50 fs, non-focalisée se propageant dans l'air et dont la largeur à mi-hauteur initiale est de 0,5 cm.

I.4 Milieux de la filamentation

Le phénomène de filamentation laser est un phénomène universel qui apparaît spontanément lors de la propagation d'une impulsion laser intense dans un milieu transparent. Ainsi, elle a été observée dans les gaz, les solides et les liquides.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai étudié la filamentation laser dans les gaz ainsi que dans les solides. Comparons les grandeurs caractéristiques de la filamentation pour le cas de l'air et de la silice.

- | <u>Air :</u> | <u>Silice :</u> |
|--|---|
| • $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ | • $n_2 = 3,0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ |
| • $P_{cr} = 5 \text{ GW}$ | • $P_{cr} = 2 \text{ MW}$ |
| • Diamètre du filament : 100 μm | • Diamètre du filament : 10 μm |
| • Intensité dans le filament : $5 \cdot 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ | • Intensité dans le filament : $\sim 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ |

La puissance critique nécessaire à la filamentation laser est environ mille fois moins importante dans les solides que dans les gaz. Ceci est dû au fait que l'indice non-linéaire n_2 est mille fois supérieur dans les solides que dans les gaz. Un faisceau de plus faible puissance peut donc être utilisé pour générer un filament dans un milieu solide. L'indice non-linéaire plus important dans les solides est à l'origine des effets non-linéaires plus importants survenant lors de la filamentation (pour le détail des effets voir II). Du fait de la plus grande densité de molécules, la densité électronique du filament est plus importante dans les solides que dans les gaz. En revanche, pour la même raison, la durée de vie du plasma sera plus courte. Enfin, la dispersion est beaucoup plus importante dans les solides que dans les gaz. On étudiera dans le cadre de cette thèse, l'influence du régime de dispersion sur la filamentation laser.

II. Effets non-linéaires survenant durant la filamentation

II.1 Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase est une manifestation de l'effet Kerr dans le domaine temporel. Lorsqu'une impulsion suffisamment intense se propage dans un milieu, elle va induire une modulation temporelle de l'indice de réfraction. Cette variation induit à son tour un décalage de phase dans l'impulsion, ce qui conduit à une modification du spectre en fréquence de l'impulsion.

$$n(\vec{r}, t) = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t). \quad \text{II-1}$$

La variation temporelle de l'indice de réfraction est donc :

$$\frac{dn(\vec{r}, t)}{dt} = n_2 \frac{dI(\vec{r}, t)}{dt}. \quad \text{II-2}$$

Cette variation provoque un décalage de la phase instantanée $\phi(t)$ de l'impulsion [Couaïron 07] :

$$\phi(t) = \omega_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n(t) z, \quad \text{II-3}$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale du faisceau dans le vide, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ la pulsation associée à cette longueur d'onde et z la longueur de propagation. On peut ainsi définir la pulsation instantanée de l'onde :

$$\omega(t) = -\frac{\partial \phi(t)}{\partial t} \cong \omega_0 - \frac{n_2 \omega_0}{c} z \frac{\partial I(r, t)}{\partial t} \quad \text{II-4}$$

A haute intensité le spectre de l'impulsion va donc s'auto-élargir lors de la propagation en générant de nouvelles fréquences. La génération des nouvelles fréquences dépend du signe de la pente de l'intensité de l'impulsion, du coefficient non-linéaire n_2 et de la distance de propagation z dans le milieu Kerr. Dans un milieu Kerr, le front avant de l'impulsion génère des fréquences plus basses ($\lambda > \lambda_0$), tandis que le front arrière génère des fréquences plus hautes ($\lambda < \lambda_0$).

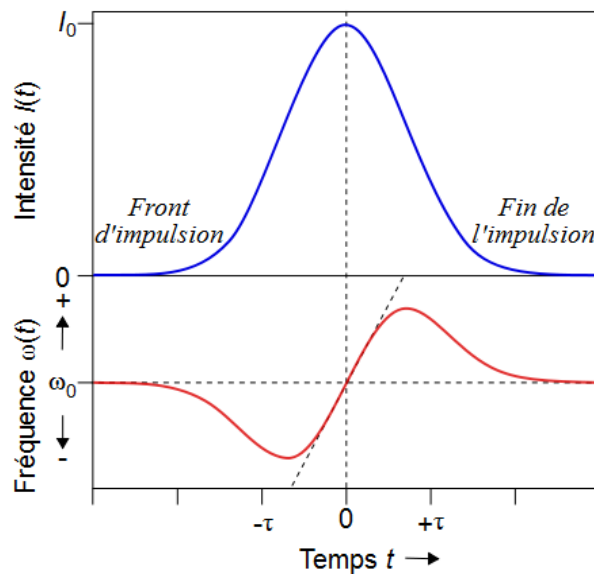


Figure 4 : Phénomène d'auto-modulation de phase. En haut, profil d'intensité d'une impulsion gaussienne. En bas, fréquence instantanée de l'impulsion autour de sa fréquence centrale ν_0 . La tangente à l'origine est appelée chirp. Si elle est à pente positive (négative), on parle de chirp positif (négatif).

L'auto-modulation de phase permet l'élargissement spectral de l'impulsion. Si l'on remet en phase toutes les fréquences nouvellement créées, on peut raccourcir la durée de l'impulsion laser. Cet élargissement important des fréquences de l'impulsion conduit à la génération d'un faisceau blanc intense, appelé continuum de lumière blanche.

II.2 Auto-raïdissement du front

L'auto-raïdissement du front arrière de l'impulsion laser provient du fait que la partie de l'impulsion centrale a une vitesse moindre que l'arrière de l'impulsion. Ceci est dû à la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à l'intensité laser, $\Delta n = n_2 I$.

Pour une variation Δn positive et instantanée, la vitesse de la lumière décroît pour des intensités lasers croissantes. A partir d'un faisceau gaussien et en tenant compte de la dispersion de la vitesse de groupe, le pic d'intensité est ralenti pendant que la partie arrière de l'impulsion le rattrape. Le front arrière de l'impulsion se raidit alors, dissymétrisant l'impulsion. Cet effet se traduit par une auto-focalisation plus rapide de la partie arrière par rapport à la partie avant de l'impulsion. En conséquence, la génération des fréquences vers le bleu ($\lambda < \lambda_0$) par auto-modulation de phase provenant de la partie arrière de l'impulsion est augmentée.

II.3 Multifilamentation

Lorsque la puissance initiale de l'impulsion laser dépasse largement la puissance critique P_{cr} plusieurs filaments se forment. Leurs caractéristiques (diamètre du cœur, intensité) sont assez similaires au cas du filament unique. Les multifilaments formés interagissent de façon complexe : fusion, apparition, disparition au cours de la propagation du faisceau laser [Couairon 07].

II.4 Emission conique

Lors de la filamentation est générée une émission de lumière colorée (dans le spectre visible). Celle-ci se présente sous la forme de plusieurs disques concentriques de différentes longueurs d'onde (Figure 5). La distribution des longueurs d'onde est inversée par rapport à la diffraction, avec les fréquences les plus hautes se situant sur le cercle le plus extérieur.

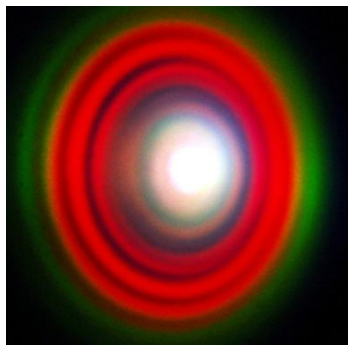


Figure 5 : Photographie de l'émission conique obtenue avec le laser Alpha-100 par filamentation dans un cristal de CaF_2 avec une impulsion de 50 μJ et de durée 50 fs.

Ce phénomène est caractéristique de la filamentation laser. De nombreux modèles ont été proposés pour tenter d'expliquer ce phénomène. Trois explications ont été proposées : émission de type Cerenkov [Golub 90], propagation non-linéaire de type ondes X [Conti 03] dans laquelle l'émission conique survient spontanément et mélange à quatre ondes pour la partie IR lointaine du spectre [Théberge 08].

Un processus d'émission de type Cerenkov a été proposé pour la première fois par Golub et al., en 1990. La polarisation, l'excitation induite par le filament dans le milieu se propage à la vitesse de groupe v_g de l'impulsion. Il en résulte une émission dont la relation de dispersion est donnée par

[Golub 90] ; soit θ l'angle d'émission des fréquences nouvellement créées, θ dépend alors de la pulsation ω de la façon suivante :

$$\cos(\theta) = \frac{v_{ph}}{v_g} \quad \text{II-5}$$

Avec $v_{ph} = c/n(\omega)$ la vitesse de phase pour la fréquence nouvellement émise, $n(\omega)$ l'indice de réfraction de celle-ci et v_g la vitesse de groupe du filament.

Plusieurs auteurs [Conti 03, Couairon 07] ont proposés une autre interprétation en termes d'ondes X. Les ondes X ont en effet la particularité de se propager sous la forme d'un cœur intense qui ne subit ni diffraction ni dispersion et qui est accompagnée par une émission conique dont la forme en $\theta(\omega)$ est donné par l'expression :

$$\theta = \sqrt{1 - \frac{1}{k(\omega)} \left(k_0 + \frac{\omega - \omega_0}{v_g} \right)} \quad \text{II-6}$$

avec k_0 et ω_0 le vecteur d'onde et la pulsation de l'impulsion initiale.

Dans le cas où l'on suppose que la vitesse de groupe du filament est égale à la vitesse de phase de la fréquence porteuse, la relation de Cerenkov peut alors être vue comme un cas particulier d'ondes X.

Théberge et al. en 2008 ont découvert une composante infrarouge allant jusqu'à 8 μm , émise sous la forme d'un cône. Ils ont associés cette composante infrarouge au terme émission conique, cependant celle-ci proviendrait du mélange à quatre ondes entre la longueur d'onde initiale et la partie « bleue » de l'émission conique. L'accord de phase $k_{4FW} = 2k_0 - k_{CE \text{ bleue}}$, donne alors un angle d'émission θ tel que :

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{k_{\perp}}{2k_0 - k_z} \right), \quad \text{II-7}$$

avec k_z et k_{\perp} les composantes axiale et radiale du vecteur d'onde de la partie bleue de l'émission conique $k_{CE \text{ bleue}}$.

II.5 Autres rayonnements secondaires

L'un des atouts de la filamentation laser femtoseconde est son caractère grandement non-linéaire qui donne lieu à un grand nombre de phénomènes dans l'air, en particulier la génération de rayonnements secondaires.

Lors de la propagation dans l'air de l'impulsion femtoseconde, celle-ci s'autofocalise par effet Kerr. Un autre phénomène résultant de l'action du $\chi^{(3)}$ de l'air se manifeste aussi lors de la propagation de l'impulsion laser : la génération de troisième harmonique [Aközbek 02]. De par le fait que la filamentation laser peut être réalisée à de très grandes distances cela permet d'envisager la création d'une source UV efficace, directionnelle et de courte durée.

De plus, le plasma créé par filamentation laser dans l'air émet des impulsions électromagnétiques dans un domaine de fréquence à la limite entre l'optique et les fréquences radios (entre 100 GHz et 20 THz) appelé Téraherz (THz) [D'Amico 07, Proulx 00]. Pendant longtemps ce domaine de fréquence a été inaccessible dû au challenge technologique qu'il représentait ; les sources et méthodes de mesure issues du domaine photonique ou électronique ont du être poussées jusqu'à leur limite. Les propriétés remarquables du rayonnement THz sont qu'il est non ionisant, transparent aux matériaux non polaires et non métalliques et qu'il est sensible aux fréquences de vibration des

petites molécules. Cette propriété des filaments de générer une impulsion THz est intéressante car ils représentent une source THz cohérente et pouvant être réalisée à distance dans un domaine de fréquence en pleine explosion. La notion de source à distance est primordiale vis-à-vis du fait que le rayonnement THz est fortement absorbé par l'humidité de l'air.

III. Génération d'impulsions courtes à haute puissance crête

La technologie des lasers avait peu évolué pendant plus de 10 ans mais après la découverte du blocage de modes passifs sur un laser à colorant en 1972, les lasers femtoseconde amplifiés sont apparus en 1985. Ce palier était dû aux problèmes de non linéarité qui causaient des dommages irréversibles dans les solides d'amplification. La méthode d'amplification par dérive de fréquence (CPA) [Strickland 85], développée à l'origine pour les radars, va introduire une véritable rupture en résolvant ces problèmes.

Les lasers utilisés au cours de ma thèse sont tous issus de cette technologie et suivent tous le même principe que celui illustré en Figure 6. L'oscillateur fournit une impulsion femtoseconde qui va être étirée temporellement, amplifiée puis recomprimée.

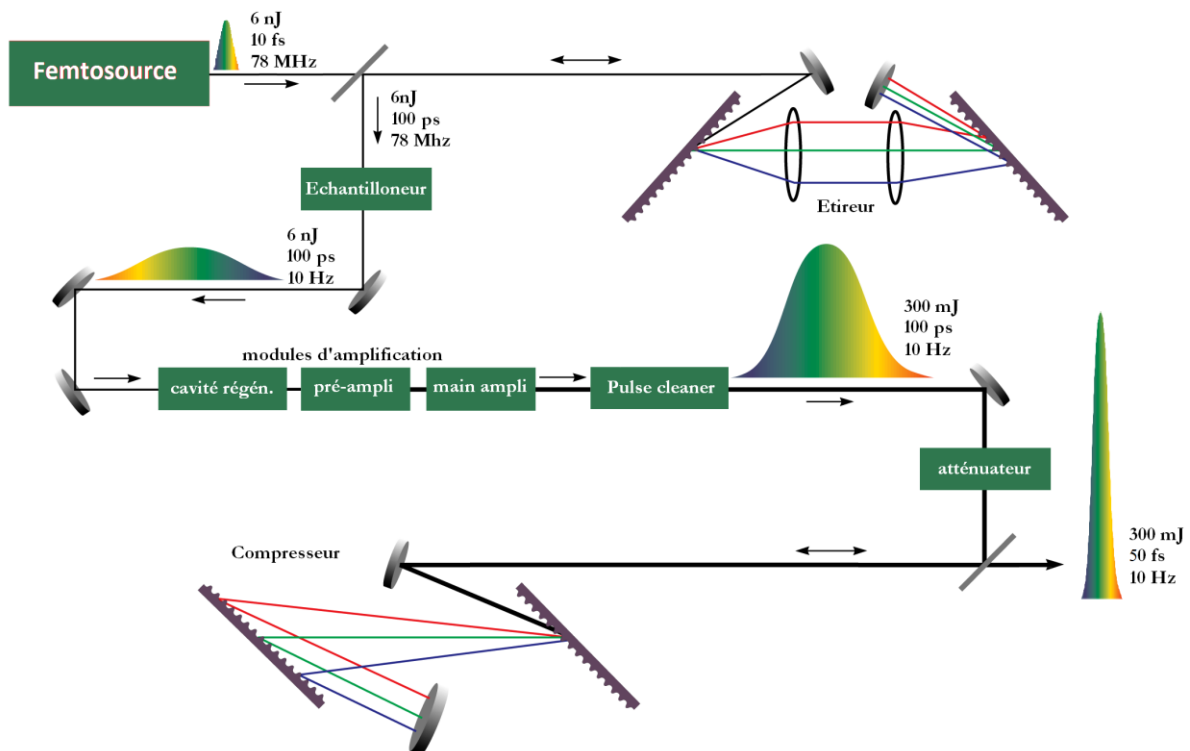


Figure 6 : Schéma de la chaîne laser d'amplification par dérive de fréquence. Les valeurs correspondent au laser ENSTAmobile.

III.1 L'oscillateur

A l'origine de l'impulsion laser se trouve l'oscillateur basé sur la technologie du cristal de Saphir dopé au Titane qui a pour avantage d'avoir un gain large autour de 800 nm. Grâce à la méthode du blocage de mode, en sortie d'oscillateur on obtient une impulsion de courte durée, quelques dizaines de femtoseconde. Le verrouillage de mode est une technique optique par laquelle un laser peut générer des impulsions lumineuses de durée extrêmement courte. Le principe de cette technique est d'introduire une relation de phase fixe entre les modes de la cavité résonnante du laser. Le laser est alors dit à verrouillage de phase ou mode-locké. Chaque composante spectrale étant en phase, elles vont interférer constructivement pour générer un train périodique d'impulsions ultrabrèves.

III.2 L'étireur

Afin d'amplifier au maximum l'impulsion et d'éviter l'endommagement des cristaux dans les étages d'amplification on « étire » temporellement l'impulsion laser. Le plus souvent, un système optique comprenant un réseau de diffraction permet de retarder indépendamment les différentes fréquences composant le spectre et donc d'augmenter la durée de l'impulsion laser jusqu'à une durée de plusieurs dizaines ou centaines de picosecondes.

III.3 L'Echantillonneur

Les lasers de pompe des amplificateurs ont une cadence limitée à 10, 100 Hz voire 1 kHz. La fréquence de tir de l'oscillateur de 78 MHz est ramenée à une cadence moindre à l'aide d'un sélecteur d'impulsion basé sur un cristal électro-optique. Dans le cas du laser Thalès Alpha 100 la cadence est ramenée à 100 Hz et dans le cas du laser Amplitude ENSTAmobile et du laser canadien TnT à 10 Hz. Pour un laser kilohertz, le cristal de l'étage d'amplification principal doit être refroidi à l'aide d'un cryostat pour éviter l'endommagement de celui-ci, si l'on souhaite atteindre la dizaine de mJ. C'est le cas pour le laser kilohertz dit de la « salle rouge » développé au LOA.

III.4 L'Amplificateur

Deux types d'amplification sont successivement utilisés. Dans un premier temps une cavité dite régénératrice, composée d'un cristal en Ti :Sa dans une cavité Fabry-Pérot, va régénérer l'impulsion laser. Ce type de cavité permet d'amplifier l'énergie de l'impulsion d'un facteur 10^5 et d'améliorer la stabilité de l'impulsion laser.

Puis des étages d'amplification multi-passage (un ou deux étages en général) sous la forme de cavité en papillon augmentent l'énergie laser d'un facteur ~ 20 .

III.5 Le compresseur

Enfin, l'impulsion passe dans un compresseur incluant un jeu de réseaux, qui est le complémentaire de l'étireur et annule le retard entre les différentes fréquences. La durée de l'impulsion est alors réduite à une valeur proche de 50 fs dans le cas de nos chaînes laser.

La distance entre les deux réseaux du compresseur peut être utilisée pour faire varier la durée d'impulsion. L'impulsion sera alors dite « chirpée » ou possédant une dérive de fréquence. En effet, le retard entre les différentes fréquences de l'impulsion ne va pas être annulé. Ainsi, lorsque les fréquences plus rouges se situent à l'avant de l'impulsion, et les fréquences plus bleues sont à l'arrière, le chirp est alors dit positif.

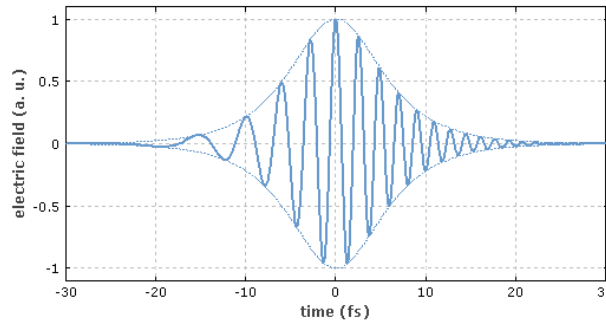


Figure 7 : Champ électrique d'une impulsion chirpée. La fréquence d'oscillation du champ électrique de l'impulsion chirpée varie avec le temps. Ici, l'impulsion est chirpée positivement. (www.rp-photonics.com)

Références

- [Aközbek 02] N. Aközbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S.L. Chin, and C.M. Bowden, "Third harmonic generation and self-channeling in air using high-power femtosecond laser pulses", *Phys. Rev. Lett.* **89**, 143901, 2002
- [Braun 95] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Diu, J. Squier and G. Mourou, "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air", *Opt. Lett.* **20**, 73-75, 1995
- [Chin 05] S.L. Chin, S.A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, and H. Schroeder, "The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges", *Canadian Journal of Physics* **83**, 863-905, 2005
- [Couairon 07] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media", *Phys. Rep.* **441**, 47-189, 2007
- [Conti 03] C. Conti, S. Trillo, P. Di trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, and J. Trull, "Non linear Electromagnetic X Waves ", *Phys. Rev. Lett.* **90**, 170406, 2003
- [D'Amico 07] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz, "Conical Forward THz Emission from Femtosecond-Laser-Beam Filamentation in Air", *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002, 2007
- [Feit 74] M.D. Feit and J.A. Fleck, "Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown ", *Appl. Phys. Lett.* **24**, 169-172, 1974
- [Golub 90] I. Golub, "Optical characteristics of supercontinuum generation ", *Opt. Lett.* **15**, 305, 1990.
- [Kasparian 03] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf and L. Wöste, "White-Light Filaments for Atmospheric Analysis", *Science* **301**, 61, 2003
- [Liu 07] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz and V.T. Tikhonchuk, "Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses" *Phys. Rev. Lett.* **99**, 135002, 2007
- [Marburger 75] J.H. Marburger, "Self-focusing: Theory" *Prog. Quant. Electr.* **4**, 35-110, 1975
- [Mlejnek 99] M. Mlejnek, M. Kolesik, J.V. Moloney and E.M. Wright, "Optically turbulent femtosecond light guide in air", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2938-2941, 1999
- [Nibbering 96] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B. prade, M. Franco, F. Salin and A. Mysyrowicz, "conical emission from self-guided femtosecond pulses in air", *Opt. Lett.* **21**, 62-64, 1996
- [Proulx 00] A Proulx, A Talebpour, S Petit, and S.L Chin, "Fast pulsed electric field created from the self-generated filament of a femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air" *Opt. Commun.* **174**, 305-309, 2000
- [Rodriguez 02] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, and J.-P. Wolf, "Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments", *Opt. Lett.* **27**, 772, 2002

[Stelmaszczyk 04] K. Stelmaszczyk, P. Rohwetter, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, J. Kasparian, R. Ackermann, J.-P. Wolf, and L. Wöste, “Long-distance remote laser-induced breakdown spectroscopy using filamentation in air”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3977, 2004

[Strickland 85] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses”, *Opt. Commun.* **56**, 219, 1985

[Théberge 08] F. Théberge, M. Châteauneuf, V. Ross, P. Mathieu, and J. Dubois, “Ultrabroadband conical emission generated from the ultraviolet up to the far-infrared during the optical filamentation in air”, *Opt. Lett.* **33**, 2515-2517, 2008

[Xu 07] H.L. Xu, G. Méjean, W. Liu, Y. Kamali, J.-F. Daigle, A. Azami, P.T. Simard, P. Mathieu, G. Roy, J.-R. Simard, S.L. Chin, “Remote detection of similar biological materials using femtosecond filament-induced breakdown spectroscopy”, *Appl. Phys. B* **87**, 151-156, 2007

Interaction de deux filaments

Sommaire

I. Réseau de plasma dû à l'interférence de deux filaments	26
I.1 Génération du réseau de plasma	26
I.2 Mise en évidence du réseau de plasma	26
I.3 Modélisation numérique	27
I.3.1 Superposition de deux ondes planes : dimensionnement	27
I.3.2 Réseau d'indice	28
I.3.3 Evolution temporelle du réseau d'indice	28
I.3.4 Réflexion sur le réseau d'indice	29
II. Réseau de plasma pour deux faisceaux de fréquence différente	31
II.1 Différence de fréquence	31
II.2 Déplacement des franges du réseau	32
II.3 Mesure de la vitesse par effet Doppler	35
II.4 Durée du déplacement du réseau	36
III. Durée de vie du réseau de plasma	37
III.1 Durée de vie du plasma	38
III.1.1 Procédure expérimentale	38
III.1.2 Analyse numérique	39
III.2 Durée de vie du réseau de plasma	44
III.3 Conclusion	46
IV. Echange d'énergie	47
IV.1 Couplage de deux filaments	47
IV.2 Mise en évidence de deux régimes d'échange d'énergie	49
IV.3 Propriétés de l'échange d'énergie entre deux filaments	51
Conclusion	53
Références	54

Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'interaction entre deux filaments produits par deux faisceaux indépendants. On focalise deux impulsions laser afin d'obtenir des filaments que l'on croise avec un angle φ et dont on peut contrôler le délai à l'aide d'une ligne à retard (Figure 8).

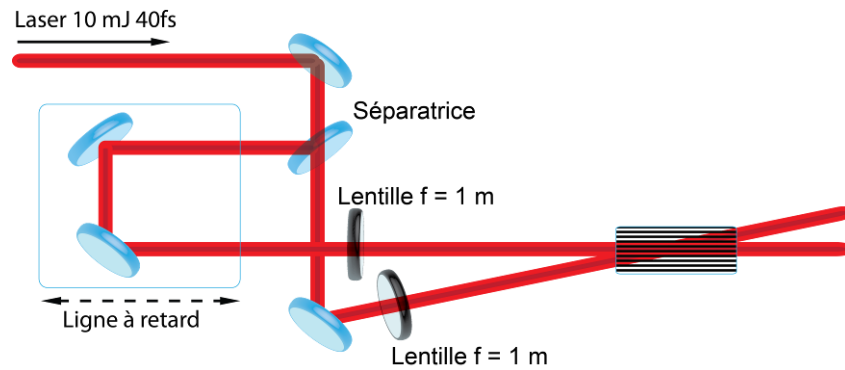


Figure 8 : Schéma du montage expérimental

Apparaît alors à l'intersection de ces deux filaments un réseau de plasma. Nous allons voir que ce réseau de plasma permet d'échanger efficacement de l'énergie entre les deux filaments ou de diffracter une sonde à distance. Pour cette étude, un système laser Alpha 100 de Thalès a été utilisé. Il peut délivrer des impulsions avec une énergie maximale de 15 mJ, une longueur d'onde centrale de 800 nm, une durée de 40 fs à une cadence de 100 Hz.

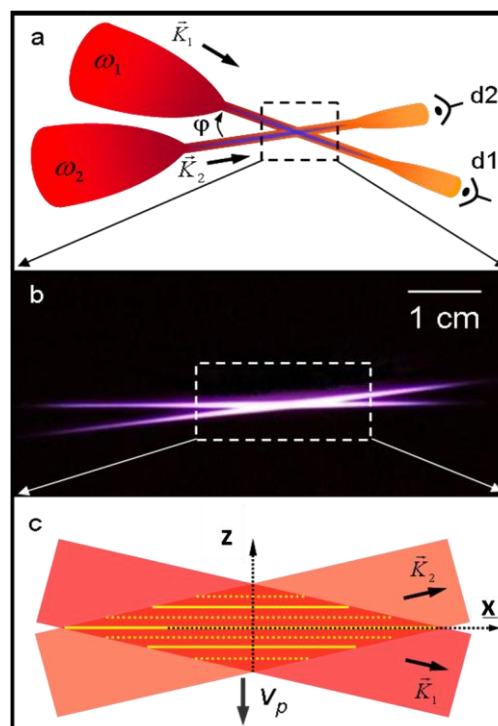


Figure 9 : (a) et (c) Schéma de l'expérience (b) photographie de deux filaments s'interceptant.

L'étude du comportement de deux filaments s'interceptant est importante pour une meilleure compréhension du phénomène de filamentation. Cette interaction permet de plus, de contrôler la filamentation à distance et la génération de rayonnement secondaire (cf chapitre III).

Ce réseau de plasma formé par l'intersection de deux filaments a été étudié par plusieurs groupes très récemment, qui après l'avoir mis en évidence [Yang 09], ont caractérisé ses propriétés diffractives [Yang 10], et sa durée de vie [Stundov 09]. Dans le cadre de mon travail de thèse, nous avons pour notre part mis en évidence le déplacement des franges de ce réseau [Durand 11a], qui permet d'induire un échange d'énergie très efficace entre deux faisceaux. Jusqu'à présent l'échange d'énergie entre deux faisceaux avait été prédit par l'optique non-linéaire lors du couplage de deux ondes [Boyd] et mis en évidence récemment par Bernstein *et al.* [Bernstein 09] pour deux faisceaux femtosecondes intenses se croisant dans l'air. Cependant, cet échange a une efficacité maximale de 7 %, tandis que nous avons montré que l'échange d'énergie entre deux filaments pouvait atteindre 50 % avec un réseau de plasma en déplacement [Liu 10]. Ce réseau de plasma pourrait permettre de créer un commutateur optique à distance.

Enfin, j'ai étudié la décroissance du réseau de plasma de façon à comprendre l'évolution temporelle des franges du réseau et ainsi déterminer les paramètres plasma associés à son évolution. Différents gaz ont été étudiés, permettant de mettre à jour une différence de comportement notable entre les plasmas créés dans un gaz moléculaire et dans un gaz atomique [Durand 11b].

I. Réseau de plasma dû à l'interférence de deux filaments

I.1 Génération du réseau de plasma

Lorsque deux ondes cohérentes se superposent spatialement et temporellement, elles vont interagir et donner lieu à des interférences. La période spatiale de la figure d'interférence ainsi obtenue est donnée par la formule :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\varphi/2)} \quad \text{I-1}$$

où λ représente la longueur d'onde des impulsions et φ l'angle entre les deux faisceaux.

Dans le volume défini par l'interaction des deux filaments la modulation de l'intensité laser suivant la figure d'interférence va alors influencer sur l'ionisation. Le plasma produit lors de la filamentation laser est principalement généré via un mécanisme d'ionisation multiphotonique. La densité électronique du plasma ainsi créé peut se décrire par la formule suivante :

$$\rho(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t \sigma_8 \rho_{mol} I^8(\vec{r}, t') dt' \quad \text{I-2}$$

où σ_8 représente la section efficace de l'ionisation multiphotonique pour l'oxygène, ρ_{mol} la densité de molécules neutres et I l'intensité du faisceau laser.

Le processus d'ionisation étant non-linéaire, la densité du plasma va donc varier fortement en fonction de l'intensité laser. Le réseau d'interférence va alors se transférer au plasma lors de sa génération en créant un réseau de densité de plasma.

I.2 Mise en évidence du réseau de plasma

Afin de mettre en évidence ce réseau de plasma, un objectif de microscope de grandissement $\times 20$ a été utilisé pour imager le plasma créé à l'intersection entre les deux faisceaux sur une caméra CCD. La caméra détecte la fluorescence des molécules d'azote excitées dans le plasma et dont la densité est proportionnelle à la densité électronique [Luo 03].

Deux photographies ont été prises pour différents angles (Figure 10). On distingue nettement les franges d'interférences.

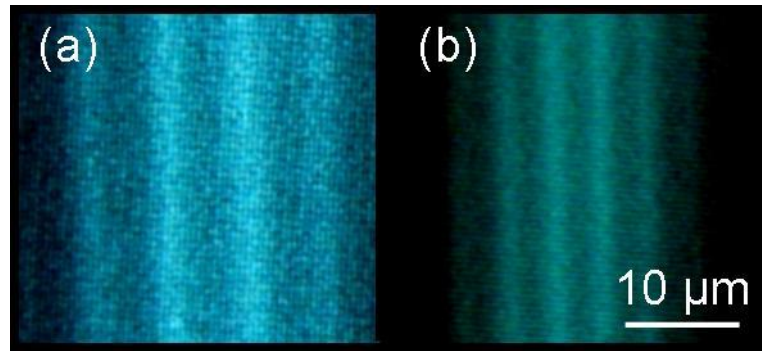


Figure 10 : Photographies du réseau de plasma créé dans l'air par deux filaments. (a) $\varphi = 6,9^\circ$ (b) $\varphi = 10^\circ$

Dans le cas d'un angle φ de $6,9^\circ$ l'interfrange mesurée est de $6,57 \mu\text{m}$ et de $4,46 \mu\text{m}$ lorsque l'angle φ est de 10° . On trouve alors un bon accord avec la théorie puisque l'interfrange calculée avec la formule (I-3) est de $6,65 \mu\text{m}$ et $4,58 \mu\text{m}$ pour respectivement $6,9^\circ$ et 10° . En effet, une différence de 2 % entre interfrange mesurée et calculée est un écart raisonnable compte tenu de la résolution, voir Figure 10.

1.3 Modélisation numérique

1.3.1 Superposition de deux ondes planes : dimensionnement

On considère deux faisceaux optiques non colinéaires de longueur d'onde λ (voir Figure 11). Soient k_1 et k_2 leurs vecteurs d'onde, I_1 et I_2 leurs intensités et φ l'angle avec lequel les deux faisceaux se croisent.

Le champ électrique correspondant à la superposition des deux ondes a pour expression :

$$E = \sqrt{I_1} e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} + \sqrt{I_2} e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}, \quad \text{I-4}$$

avec $\vec{k}_1 = \begin{cases} k \cos(\varphi/2) \\ k \sin(\varphi/2) \end{cases}$ et $\vec{k}_2 = \begin{cases} k \cos(\varphi/2) \\ -k \sin(\varphi/2) \end{cases}$ dans le repère (xOz)

on a donc :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2kz \sin(\varphi/2)). \quad \text{I-5}$$

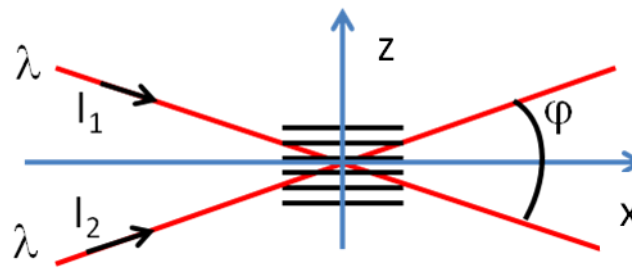


Figure 11 : Schéma de l'interaction des deux ondes planes

I.3.2 Réseau d'indice

Considérons maintenant le cas de deux filaments. On sait que dans ce cas, l'onde optique génère dans le cœur du filament un plasma de densité ρ dépendant de l'intensité suivant I^m , où m est fonction des caractéristiques de chaque gaz et du régime d'ionisation. Dans notre cas, on s'intéresse principalement à la densité de plasma maximum se situant au niveau de l'interférence constructive, où l'intensité laser atteint $4I_0$. A ce niveau d'intensité l'ionisation n'est plus obligatoirement multiphotonique, elle peut se faire par effet tunnel. Pour chaque gaz étudié on vérifie le régime d'ionisation grâce aux références [Chin] et [Couairon 07]. On choisit alors pour chaque gaz un coefficient m tel que :

	Air	N ₂	O ₂	Ne	Ar	Kr
m	5	7	5	5	5	4

Si les intensités des deux ondes sont égales, on a :

$$I = 2 I_0 (1 + \cos[2kz \sin(\varphi/2)]). \quad \text{I-6}$$

On peut donc modéliser la distribution de densité électronique initiale par

$$\rho \propto I^m = \rho_{max} (1 + \cos(qz))^m, \quad \text{I-7}$$

avec $q = \frac{2\pi}{\Lambda}$ et ρ_{max} la densité électronique maximum dans le réseau de plasma à chaque instant t .

On définit N l'indice total du réseau de plasma en chaque point du réseau. $N = 1 - n$, avec $n = \frac{\rho}{2\rho_c}$ et où $\rho_c = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ est la densité critique au-delà de laquelle le plasma devient opaque à l'impulsion laser à 800 nm.

La variation d'indice n due au plasma est très petite et est de la forme :

$$n = \frac{\rho_{max}}{2\rho_c} (1 + \cos(qz))^m. \quad \text{I-8}$$

I.3.3 Evolution temporelle du réseau d'indice

L'évolution du réseau d'indice est fixée par l'évolution du plasma, pour laquelle on considère simultanément l'effet de la diffusion et de la recombinaison. On considère ici que les deux phénomènes principaux responsables de la dégradation du réseau d'indice sont : la diffusion des électrons à l'intérieur du plasma et la recombinaison des électrons. La recombinaison des électrons dans un plasma s'effectue selon deux processus que l'on peut distinguer : la recombinaison sur les ions parents et l'attachement sur les atomes neutres du plasma. Dans le cas d'un plasma créé par filamentation laser le premier processus est beaucoup plus rapide que le second [Zhou 09]. On néglige donc ici l'attachement des électrons sur les molécules neutres.

Dans notre cas, on peut considérer la diffusion de façon unidimensionnelle selon l'axe Oz, axe selon lequel le gradient d'indice est le plus important.

La variation de la densité électronique du plasma au cours du temps obéit alors à l'équation aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D_{diff} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \beta \rho^2, \quad \text{I-9}$$

avec β le coefficient de recombinaison ions-électrons et D_{diff} le coefficient de diffusion des électrons.

La variation d'indice étant proportionnelle à la densité électronique du plasma, l'évolution temporelle du réseau d'indice est donc donnée par l'équation :

$$\frac{\partial n(t,z)}{\partial t} = D_{diff} \frac{\partial^2 n(t,z)}{\partial z^2} - 2\rho_c \beta n^2(t,z). \quad \text{I-10}$$

Pour résoudre cette équation aux dérivées partielles on exprime la solution sous la forme d'un développement limité compatible avec la condition initiale :

$$n(t,z) = a_0(t) + a_1(t)\cos(qz) + a_2(t)\cos(2qz) + \dots \quad \text{I-11}$$

En pratique on arrête le développement à l'ordre m , et on prend pour condition initiale le développement à l'ordre m de :

$$n = n_{max}(1 + \cos(qz))^m. \quad \text{I-12}$$

On obtient ainsi un système d'équations différentielles ordinaires couplées que l'on peut résoudre de manière numérique.

I.3.4 Réflexion sur le réseau d'indice

Afin de reproduire les résultats expérimentaux, on modélise l'évolution de l'efficacité de réflexion du réseau de plasma au cours du temps. Le réseau d'indice est éclairé par une sonde à 400 nm et on mesure le coefficient de réflexion en fonction du temps. La Figure 12 montre la configuration.

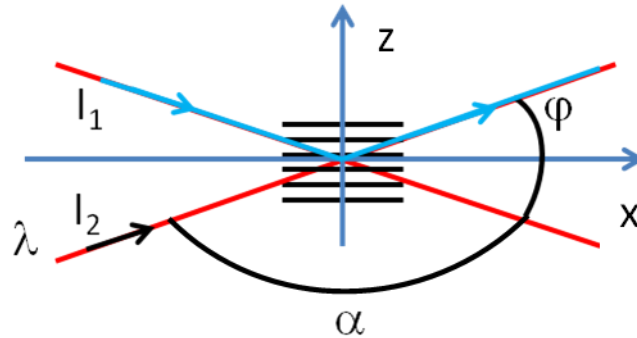


Figure 12 : Schéma de la réflexion de la sonde à 400 nm par le réseau de plasma

Pour cela on écrit l'équation de Helmholtz pour l'onde incidente à 2ω :

$$\Delta E + k_0^2 n^2 E = 0. \quad \text{I-13}$$

Le réseau d'indice formé par les deux filaments est périodique et peut donc être représenté par une série de Fourier. Les ondes éclairant le réseau étant une impulsion à λ et une autre à $\lambda/2$, on utilise uniquement par conditions de Bragg les deux premiers termes de la série, soit les vecteurs d'ondes du réseau q_1 et du réseau double q_2 . Le réseau d'indice est stratifié dans des plans parallèles à Ox et donc de normale parallèle à Oz :

$$\vec{q}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ q_1 \end{pmatrix} \text{ et } \vec{q}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ q_2 \end{pmatrix} \text{ vecteurs d'onde du réseau et du réseau double avec :}$$

$$n = 1 + n^{(1)} \cos(q_1 z) + n^{(2)} \cos(q_2 z). \quad \text{I-14}$$

On résout l'équation de Helmholtz sous la forme d'une série :

$$\mathbf{E} = \sum_m \sum_p \mathbf{S}_{m,p}(z) e^{i \vec{\sigma}_{m,p} \cdot \vec{r}}, \quad \text{I-15}$$

avec $\vec{\sigma}_{m,p} = \vec{k}_0 - m\vec{q}_1 - p\vec{q}_2$ le vecteur d'onde de l'onde réfléchie et où m et p sont des entiers positifs ou négatifs.

On remplace ensuite E par son développement dans l'équation de Helmholtz et on néglige les termes du second ordre. On note de plus que dans notre cas $q_2 = 2q_1$. On obtient alors un système d'équations couplées et l'on considère uniquement les ondes qui satisfont la condition de Bragg qui sont alors réfléchies comme sur un miroir. Le système à résoudre devient alors :

$$\frac{dS_{m,p}}{dz} = i \frac{k_0 n_1}{2 \cos \alpha} (S_{m+1,p} + S_{m-1,p}) + i \frac{k_0 n_2}{2 \cos \alpha} (S_{m,p+1} + S_{m,p-1}). \quad \text{I-16}$$

Rappelons que hormis l'onde initiale ($m = p = 0$) chaque onde de l'équation ci-dessus doit vérifier la condition de Bragg. Remarquons que pour l'onde incidente $S_{0,0}$, on a $m = p = 0$ ce qui implique que $m + 2p = 0$. La condition de sélection des ondes réfléchies est alors $m + 2p = 2$. On a donc les deux égalités :

$$\begin{cases} \frac{dS_{0,0}}{dz} = i \frac{k_0 n_2}{2 \cos \alpha} S_{0,1} \\ \frac{dS_{0,1}}{dz} = i \frac{k_0 n_2}{2 \cos \alpha} S_{0,0} \end{cases} \quad \text{I-17}$$

On résout le système avec comme conditions aux limites : l'onde incidente en $z = 0$ est égale à $S_{0,0}(0) = A_0$ et pour un réseau de taille finie L , il n'existe pas de réflexion sur la dernière couche, soit $S_{0,1}(L) = 0$. Le système s'écrit alors :

$$\begin{cases} S_{0,0} = A_0 \left[e^{i\gamma z} - \frac{e^{i\gamma z} - e^{-i\gamma z}}{e^{i\gamma z} + e^{-i\gamma z}} \right] e^{i\gamma L}, \\ S_{0,1} = A_0 \left[e^{i\gamma z} - \frac{e^{i\gamma z} + e^{-i\gamma z}}{e^{i\gamma z} - e^{-i\gamma z}} \right] e^{i\gamma L}, \end{cases} \text{ avec } \gamma = \frac{k_0 n_2}{2 \cos \alpha}. \quad \text{I-18}$$

La mesure qui nous intéresse correspond à l'intensité I de l'onde diffractée $S_{0,1}(0)$:

$$I_1 = I_0 |1 - e^{i\gamma L}|^2. \quad \text{I-19}$$

Si γL est petit, on obtient grâce au développement limité une expression simple de l'intensité réfléchie par rapport à la variation d'indice du réseau double n_2 .

$$I_1 = \frac{k_0^2 L^2}{4 \cos^2 \alpha} n_2^2 I_0. \quad \text{I-20}$$

II. Réseau de plasma pour deux faisceaux de fréquence différente

II.1 Différence de fréquence

Pour deux faisceaux laser ayant une légère différence de fréquence, un réseau de plasma se déplaçant est alors créé à l'intersection des deux impulsions. On verra par la suite qu'un tel réseau permet d'échanger efficacement de l'énergie entre deux filaments.

Pour créer une différence de fréquence instantanée entre les deux impulsions laser, on utilise une propriété du compresseur de la chaîne laser CPA. En effet, en changeant la distance entre les deux réseaux du compresseur on peut imprimer au faisceau laser un chirp linéaire, dispersant les fréquences sur toute la durée de l'impulsion de façon linéaire (voir Figure 13). Le chirp est dit positif lorsque les basses fréquences devancent les hautes fréquences.

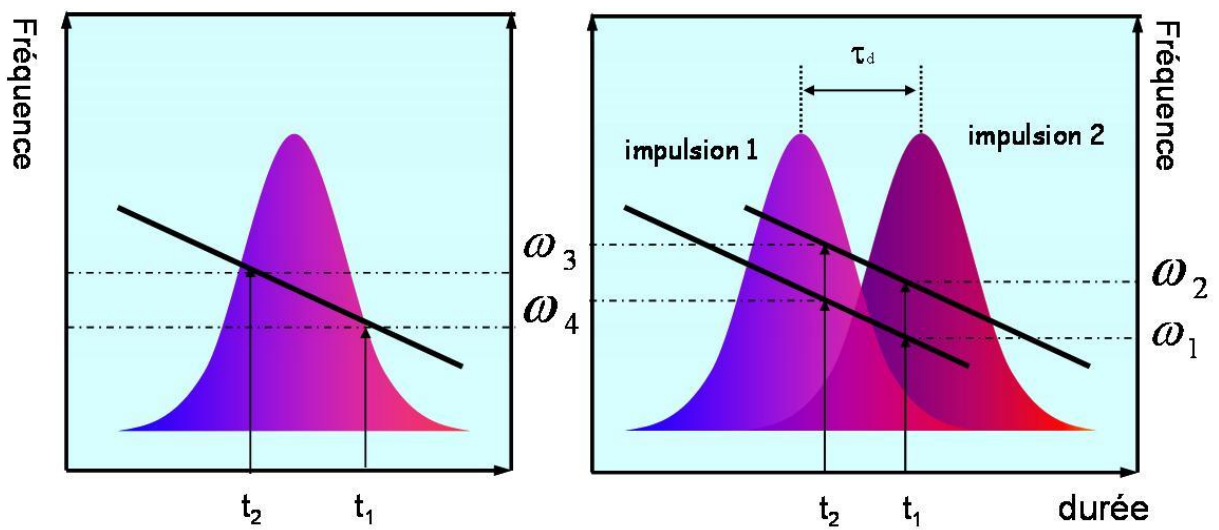


Figure 13 : Principe du chirp linéaire – Différence de fréquence instantanée entre deux impulsions.

Les deux impulsions ayant le même chirp, la différence de fréquence instantanée pourra alors être contrôlée en modifiant le retard τ_d entre les deux (voir Figure 13). Lorsque τ_d est nul, il n'existe aucune différence de fréquence entre les deux impulsions. De plus, la différence de fréquence entre les deux impulsions $\Delta\omega$ est constante pendant toute la durée de l'interaction.

On peut ainsi déduire la différence de fréquence des paramètres lasers [Dogariu 97],

$$\Delta\omega = -C\tau_d/\tau_p^2, \quad \text{II-1}$$

avec τ_p la durée de l'impulsion, et C le paramètre de chirp défini par

$$C = \sqrt{\left(\frac{\tau_p}{\tau_0}\right)^2 - 1}, \quad \text{II-2}$$

avec τ_0 la durée minimale de l'impulsion laser.

II.2 Déplacement des franges du réseau

La figure d'interférence de deux ondes de fréquence différente est modulée par le battement correspondant à la différence de fréquence des deux ondes. Il en résulte un déplacement de cette figure d'interférence. Dans notre cas, elle va se déplacer dans la direction

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \Delta k \cdot \vec{u}, \quad \text{II-3}$$

avec une vitesse

$$\vec{v}_0 = (\Delta \omega / \Delta k) \cdot \vec{u} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \cdot \vec{u}, \quad \text{II-4}$$

où ω_i représente la fréquence instantanée et $k_i = \omega_i/c$, le vecteur d'onde de chaque impulsion.

Pour deux impulsions laser présentant une dérive de fréquence et décalées temporellement l'une par rapport à l'autre, on a vu qu'il existait une différence de fréquence instantanée non nulle et constante pendant toute la durée de l'interaction. La figure d'interférence va donc se déplacer et en conséquence le réseau de plasma va se déplacer.

Le vecteur d'onde du réseau de plasma peut être défini comme :

$$\Delta k = 2k \sin(\varphi/2), \quad \text{II-5}$$

avec φ l'angle entre les deux faisceaux pompes. On peut alors exprimer la vitesse de déplacement de la figure d'interférence en fonction du retard τ_d :

$$\vec{v}_0 = \frac{\Delta \omega}{\Delta k} = \frac{-C\tau_d/\tau_p^2}{2k \sin(\varphi/2)}. \quad \text{II-6}$$

Le réseau de plasma va suivre le mouvement de la figure d'interférence avec sa vitesse propre $v_{\text{réseau}}$, qui devrait être proche de v_0 . En première approximation, on peut considérer que la vitesse de déplacement du réseau de plasma est égale à celle de la figure d'interférence : $v_{\text{réseau}} = v_0$.

Afin de caractériser le réseau de plasma ainsi créé, on utilise un faisceau sonde à 400 nm (2ω) pour mesurer par effet Doppler la vitesse de déplacement du réseau. Cette sonde est créée à partir d'une lame séparatrice prélevant 10% du faisceau à 800 nm tandis que les 90% restants sont envoyés dans le dispositif précédent (Figure 14).

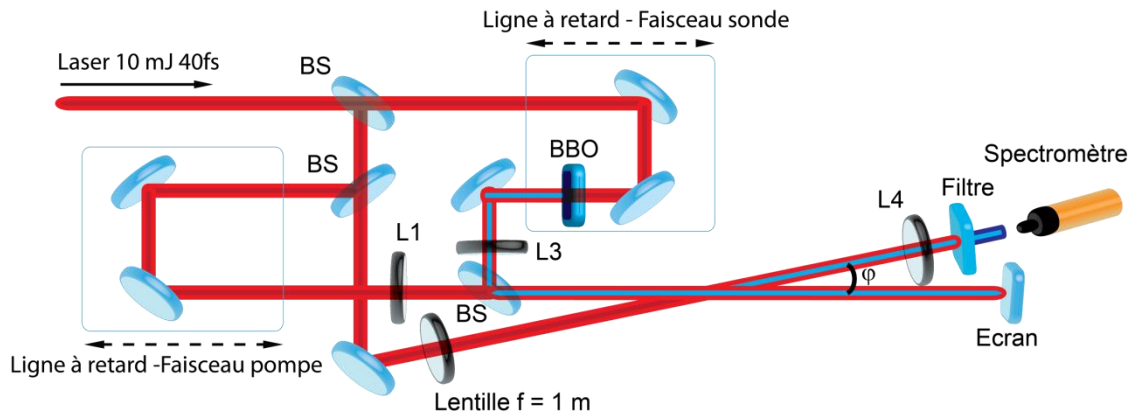


Figure 14 : Schéma expérimental pour la mesure de la vitesse du réseau par effet Doppler.

La sonde va être partiellement réfléchi par le réseau de plasma. Par condition de Bragg on sait qu'en présence du réseau de plasma la sonde à 2ω superposée à un des faisceaux pompes va être diffractée dans la direction de l'autre faisceau pompe. On isole donc le faisceau à l'aide de filtres colorés et on utilise un spectromètre pour contrôler l'évolution du spectre de la sonde. Afin de mesurer un effet Doppler exempt de toute perturbation, on effectue ces mesures dans l'Argon, gaz monoatomique qui ne présente pas d'effets d'alignement moléculaire pouvant perturber le spectre de la sonde diffractée [Varma 08].

Dans un premier temps, on mesure le spectre de la sonde à 2ω , lorsque les deux faisceaux pompes ne sont pas chirpés et ne présentent donc pas de différence de fréquence (voir Figure 15). On peut voir que le spectre de la sonde diffractée par le réseau ne change pas en fonction du retard τ_d entre les deux pompes. Il n'y a donc pas d'effet Doppler ce qui confirme que le réseau ne se déplace pas.

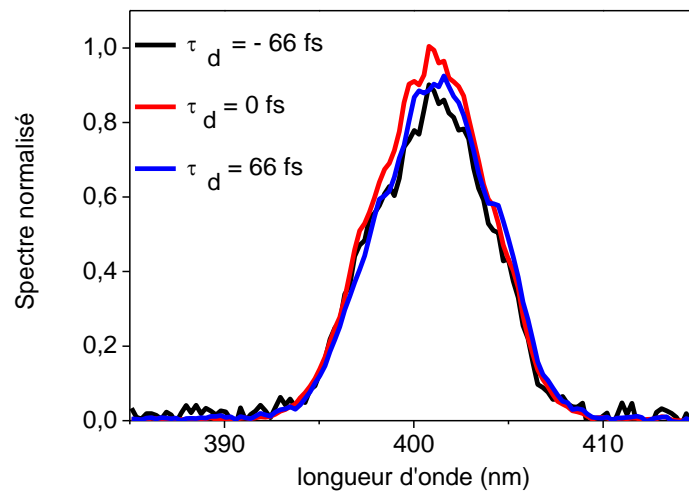


Figure 15 : Spectre de la sonde à 2ω en fonction du retard τ_d entre les deux faisceaux pompes lorsque les faisceaux pompes ne sont pas chirpés.

On étudie maintenant le cas, où les faisceaux pompes sont chirpés négativement jusqu'à 91,7 fs tandis que le faisceau sonde est maintenu non chirpé à 40 fs. Comme les deux faisceaux pompes sont chirpés on peut maintenant contrôler la différence de fréquence entre eux en changeant le retard τ_d . On peut voir sur la Figure 16 que le spectre de la sonde diffractée change en fonction du retard τ_d entre les deux pompes. Son centre de gravité est décalé sous l'effet du déplacement du réseau.

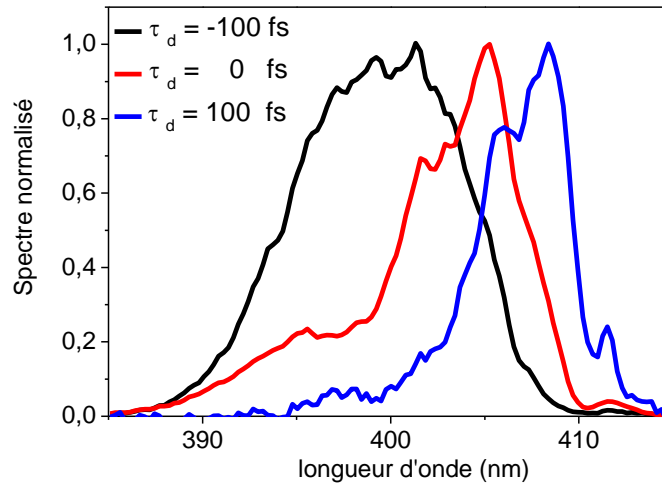


Figure 16 : Spectre de la sonde à 2ω en fonction du retard τ_d entre les deux faisceaux pompes lorsque ceux-ci sont négativement chirpés jusqu'à 91,7 fs.

On peut de plus remarquer sur la Figure 16 un changement dans la forme du spectre diffracté. Ce changement peut être dû à un chirp résiduel sur l'impulsion à 400 nm. En effet, on a appliqué un chirp négatif aux faisceaux pompes et compensé le chirp du faisceau sonde à l'aide d'un échantillon de silice d'épaisseur adaptée introduit dans son passage. Il est donc possible que le chirp de l'impulsion sonde ne soit pas parfaitement compensé, et qu'en conséquence les longueurs d'onde les plus grandes (petites) ne voient pas la même vitesse du réseau que les longueurs d'onde plus petites (grandes). Ce changement de forme du spectre a été supposé sans influence sur le résultat de décalage du spectre par effet Doppler. En effet, les spectres restent symétriques et l'on va utiliser le centre de gravité des spectres comme moyen de mesure du décalage spectral par effet Doppler. Le centre de gravité du spectre a été choisi car l'impulsion sonde possède une largeur spectrale importante.

Afin de caractériser la vitesse de déplacement des franges du réseau, on trace donc le centre de gravité du spectre de la sonde diffractée en fonction du délai entre les deux pompes (Figure 17). On effectue une mesure lorsque τ_s est nul ce qui correspond au temps où la sonde arrive au maximum de recouvrement des deux pompes et une mesure lorsque la sonde arrive une picoseconde après la formation du réseau de plasma, soit $\tau_s = 1$ ps. On peut voir que pour $\tau_s \sim 0$ ps le centre de gravité du spectre se décale progressivement avec le délai τ_d reflétant le déplacement du réseau de plasma dont la vitesse augmente avec $\Delta\omega$. En revanche cet effet disparaît après 1 ps en raison de la disparition du réseau de plasma.

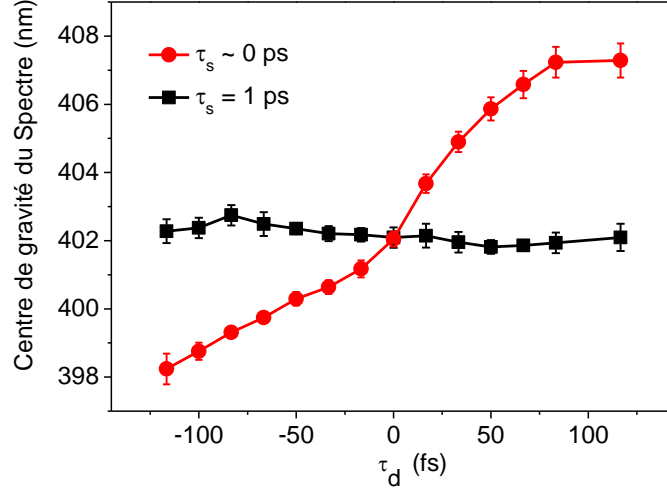


Figure 17 : Centre de gravité du spectre du faisceau sonde en fonction du retard entre les deux faisceaux pompes. En rouge : le faisceau sonde arrive peu de temps après la formation du réseau de plasma. En noir : le faisceau sonde arrive 1 ps après la formation du réseau de plasma.

II.3 Mesure de la vitesse par effet Doppler

On considère un récepteur (le spectromètre) qui détecte une impulsion signal provenant d'un réflecteur se déplaçant à une vitesse v_r . L'effet Doppler va introduire un décalage de fréquence sur la sonde incidente. En considérant un cas simple, la fréquence détectée est :

$$f' = \frac{c+v_r}{c-v_r} f, \quad \text{II-7}$$

avec v_r la vitesse de déplacement du réflecteur et f la fréquence initiale de la sonde. Dans notre cas le décalage de fréquence peut être exprimé comme :

$$\Delta f = \frac{2v_r}{c-v_r} f \cong \frac{2v_r}{c} f \quad \text{II-8}$$

Comme $\lambda = c/f$, on en déduit que $\Delta\lambda = -c\Delta f/f^2$. Finalement, on trouve :

$$\Delta\lambda = -\frac{2v_r}{f}. \quad \text{II-9}$$

Considérons maintenant que la sonde est envoyée sur le réseau avec un angle $\varphi/2$ par rapport à la direction des franges du réseau. Par conséquent $v_r = v_{\text{réseau}} \sin(\varphi/2) \cong v_0 \sin(\varphi/2)$. En utilisant les relations définies précédemment, on peut exprimer le décalage en fréquence du signal en fonction des paramètres laser (fréquence et chirp) et du retard τ_d entre les deux pompes :

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{c\tau_d}{\pi f \tau_p^2}. \quad \text{II-10}$$

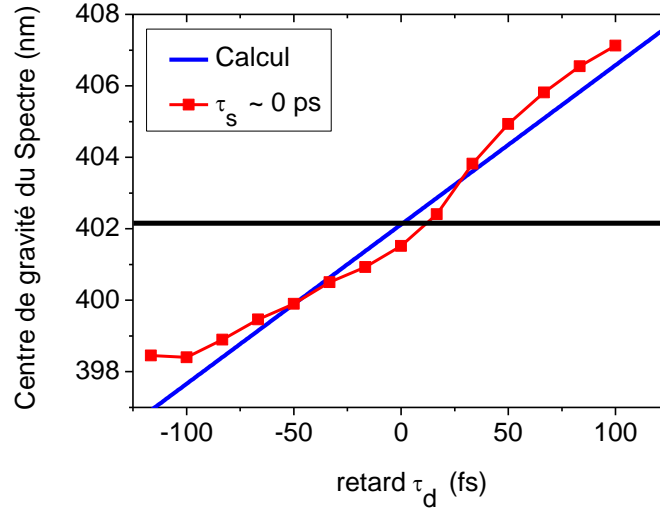


Figure 18 : En rouge : Centre de gravité du spectre en fonction du retard entre les deux faisceaux pompes, pour un faisceau sonde arrivant lors de la formation du réseau de plasma. En bleu : Centre de gravité du laser calculé via la formule précédente.

On peut alors extraire les vitesses de déplacement du réseau pour différents retards τ_d et les comparer aux valeurs calculées. Pour un retard $\tau_d = -100$ fs, on trouve ainsi $v_{\text{réseau}} = -2,3 \times 10^7$ m.s⁻¹, qui est à comparer à la valeur calculée : $v_0 = -2,76 \times 10^7$ m.s⁻¹.

La vitesse du réseau a pu être variée de $v_{\text{réseau}} = -2,3 \times 10^7$ m.s⁻¹ à $3,1 \times 10^7$ m.s⁻¹, en changeant le retard τ_d (plus exactement la différence de fréquence) entre les deux faisceaux pompes. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec notre modèle.

II.4 Durée du déplacement du réseau

Enfin, on détermine la durée effective de déplacement du réseau. Pour cela, on fixe le retard τ_d entre les deux pompes à 80 fs tandis que l'on fait varier le retard τ_s entre la sonde et la formation du réseau. Les résultats sont présentés dans la Figure 19. Lorsque $\tau_s = 0$ fs on peut voir que le spectre diffracté est fortement modifié. Cela peut s'expliquer par le fait que l'impulsion arrive alors que le réseau de plasma n'est pas encore complètement formé. On peut cependant observer que le décalage Doppler du centre de gravité du spectre est observé uniquement pour une dizaine de femtosecondes, ce qui correspond au temps de chevauchement des deux faisceaux pompes. Cela montre que le réseau se retrouve au repos en moins de 100 fs.

Le mouvement du réseau de plasma est uniquement dû au déplacement de sa source, les franges d'interférence qui suivent le front d'ionisation. Le déplacement dure donc très peu de temps après le passage de l'impulsion laser. Le réseau reste ensuite stationnaire pendant un temps beaucoup plus long que nous déterminerons dans la partie suivante.

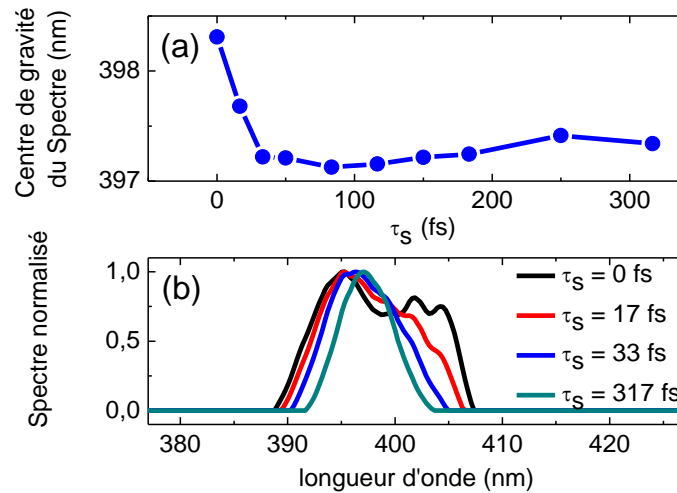


Figure 19 : Centre de gravité du spectre (a) et spectre normalisé (b) du signal sonde en fonction du retard τ_s .

III. Durée de vie du réseau de plasma

Maintenant que nous avons bien défini les caractéristiques spatiales du réseau de plasma créé à l'intersection de deux filaments, nous allons déterminer ses caractéristiques temporelles. La décroissance du réseau de plasma est due à deux phénomènes distincts. Dans un premier temps, la recombinaison du plasma diminue la densité du plasma, rendant le réseau moins efficace. De nombreuses études ont été effectuées sur la durée de vie du plasma généré par un filament laser dans l'air [Tzortzakis 00, Rodriguez 08, Zhou 09]. Dans cette section, nous étudierons le cas d'un plasma formé par l'interaction de deux filaments lasers et ceci pour l'air et ses principaux composants : Azote, Oxygène, Dioxyde de carbone et Argon, mais aussi pour le Néon et le Krypton. L'efficacité du réseau de plasma va aussi être affectée par l'étalement des franges du réseau. En effet, par diffusion les électrons vont s'échapper des zones de forte densité électronique. Quelques études permettent de connaître les coefficients de diffusion des électrons dans les plasmas [Akbar 06], [Oskam 63] et [Biondi 54], mais aucune n'a été effectuée dans les conditions de température et de pression propres à la filamentation. De plus, celles-ci portent uniquement sur l'étude des gaz rares. Ici, nous essayerons de déterminer les paramètres de diffusion électronique aussi bien pour les gaz rares que pour les gaz moléculaires.

III.1 Durée de vie du plasma

III.1.1 Procédure expérimentale

Dans un premier temps, on cherche à mesurer l'évolution temporelle de la densité électronique du plasma généré par l'interaction de deux filaments lasers, afin de déterminer les paramètres de densité initiale et de recombinaison plasma nécessaires à la compréhension de l'évolution temporelle du réseau de plasma. On utilise alors un faisceau sonde non focalisé afin d'illuminer par la tranche le réseau de plasma comme le montre la Figure 20. On observe alors sur une caméra (uEYE CMOS UI-1240SE) le faisceau sonde 38 cm après son interaction avec le plasma. Cette technique a déjà été utilisée par les auteurs [Tzortzakis 00] et [Rodriguez 08] dans le cas d'un seul filament dans l'air. Nous avons utilisé une chambre à vide équipée de plusieurs fenêtres afin de modifier le gaz dans lequel se forment les filaments.

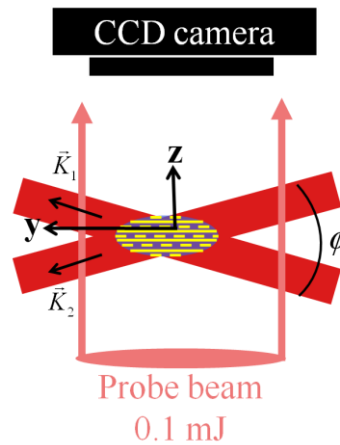


Figure 20 : Schéma expérimental permettant de mesurer la recombinaison électronique du plasma.

Dans la Figure 21, on peut voir les images obtenues de la diffraction de la sonde par le plasma formé à l'intersection des deux filaments dans l'air, ainsi que le traitement nécessaire afin de soustraire le bruit. Ces images ont été obtenues en envoyant le faisceau sonde 1,13 ps après la formation du réseau de plasma.

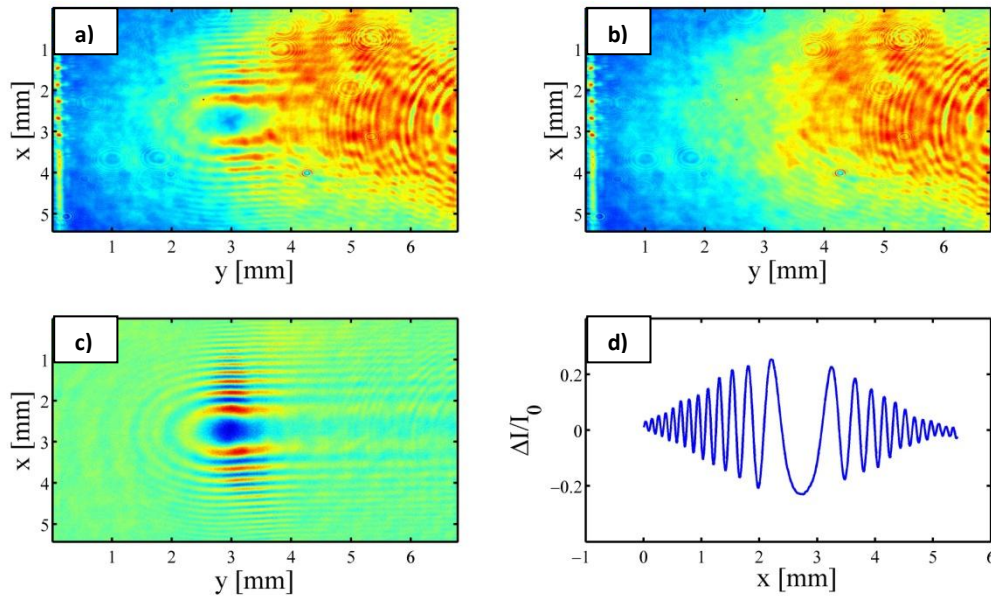


Figure 21 : Résultats obtenus lorsque le faisceau sonde arrive 1,13 ps après création du réseau de plasma dans l'air.
a) Image obtenue sur la caméra CCD des franges dues à la diffraction du faisceau sonde par le plasma.
b) Profil spatial du faisceau sonde sur la caméra CCD en l'absence de plasma.
c) Image des franges dues à la diffraction par la bulle de plasma après soustraction du fond.
d) Profil du faisceau à l'ordonnée, où le contraste des franges est maximum.

Nous avons varié le retard du faisceau sonde grâce à la ligne à retard. Onze points de mesure ont été effectués entre 0 et 107 ps. Pour chaque retard, un profil des franges est extrait sur la ligne verticale où le contraste est le plus important. On mesure la décroissance de ce contraste. Cette mesure est faite dans l'air puis dans l'oxygène, l'azote et l'argon. Le contraste des franges est bien plus important avec deux filaments qu'avec un seul [Tzortzakis 00] et [Rodriguez 08].

III.1.2 Analyse numérique

III.1.2.1 Calcul des franges obtenues par diffraction par une bulle de plasma

On calcule la diffraction de l'objet de phase (bulle de plasma) $n(x)$ dans le plan π situé à une distance D . Le profil spatial de l'onde sonde incidente est supposé Gaussien :

$$\Psi(0) = A_0 \exp\left(\frac{-x^2}{2w_0^2}\right), \quad \text{III-1}$$

et l'objet de phase, qui est un plasma d'indice de réfraction n tel que $n = \sqrt{1 - (\omega_p^2/\omega^2)}$, avec $\omega_p = \sqrt{\rho e^2/m_e \epsilon_0}$ la pulsation plasma et ρ la densité électronique du plasma. Le rapport ω_p^2/ω^2 est très petit, on peut donc effectuer un développement limité et ainsi obtenir une expression de la variation de l'indice de réfraction due au plasma :

$$\Delta n_0 = -\frac{\omega_p^2}{2\omega^2}. \quad \text{III-2}$$

Afin d'ajuster au mieux les profils de diffraction (exemple Figure 22), nous avons choisi de modéliser la bulle de plasma par une super-gaussienne suivant x et une gaussienne suivant z :

$$\Delta n(x, z) = \Delta n_0 \left(A e^{\left(\frac{-x^2}{2L_1^2} \right)^k} + B e^{\left(\frac{-x^2}{2L_2^2} \right)^n} \right) e^{\left(\frac{-z^2}{2L_3^2} \right)}, \quad \text{III-3}$$

avec Δn_0 la variation de l'indice maximum au centre, k et n des coefficients entiers, A et B des coefficients réels, L_1 , L_2 , L_3 représentant les largeurs à mi-hauteur de la super-gaussienne et de la gaussienne (paramètres réels).

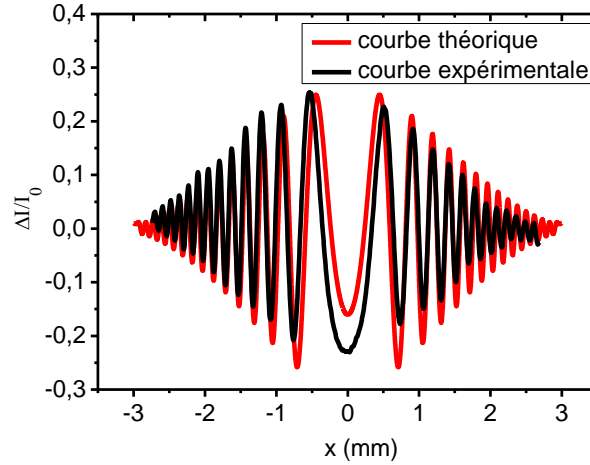


Figure 22 : Ajustement théorique du profil des franges d'interférence dans les mêmes conditions que la Figure 21.

L'onde diffractée s'exprime alors de la façon suivante :

$$\Psi(x, D) \sim A_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-x'^2}{2\omega_0^2}\right) \exp(-i\Delta\varphi(x')) \exp\left(\frac{ik(x-x')^2}{2D}\right) dx' \quad \text{III-4}$$

avec

$$\Delta\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n(x, z) dz \quad \text{III-5}$$

Les paramètres de la bulle de plasma déterminés par ajustement des franges de diffraction sont présentés dans le Tableau 1 :

	Air	N ₂	O ₂	CO ₂	Ne	Ar	Kr
A	0,6	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
B	1	1	1	1	1	1	1
n	2	2	2	2	2	2	2
k	1	1	1	1	1	1	1
L₁ (μm)	50	35	40	40	35	35	40
L₂ (μm)	40	35	40	40	35	35	40
L₃ (μm)	80	90	90	90	90	90	90

Tableau 1 : Paramètres de la bulle de plasma déterminés numériquement pour les différents gaz.

III.1.2.2 Calcul des paramètres plasma ρ_0 et β

Le retour dans un état neutre d'énergie plus faible, d'un système atomique de type ion positif et électron peut s'effectuer suivant différents processus. Ces processus de recombinaison peuvent être le résultat d'une recombinaison direct à deux corps (recombinaison radiative électron-ion) ou d'une recombinaison à trois corps qui nécessite l'assistance d'une particule tierce (molécule neutre,

électron...) qui absorbe l'excédant d'énergie. On considère une densité électronique ρ_e de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} (densité plus élevée que le cas de la filamentation « classique » puisqu'elle résulte de l'interférence de deux filaments), et une densité des neutres ρ_p de 10^{19} cm^{-3} . Si le processus dominant est la recombinaison radiative électron-ion, alors le plasma issu de la filamentation aurait une durée de vie de l'ordre de la centaine de nanosecondes. La recombinaison à trois corps assistée par un électron donne quant à elle une durée de vie de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Ces temps sont beaucoup trop longs pour correspondre à la réalité expérimentale, il nous faut donc considérer d'autres mécanismes de recombinaison.

La recombinaison dissociative est généralement le processus le plus dominant, dans les plasmas de décharge à basse pression. Ce mécanisme peut avoir lieu sur une échelle de temps aussi courte qu'une nanoseconde, en fonction de la température électronique, de la pression et de la nature du gaz. La recombinaison dissociative correspond à la collision d'un électron et d'un ion moléculaire (ou d'un ion atomique) qui résulte en deux molécules (atomes) neutres, $e + M^+ \rightarrow M + M$. La section efficace correspondant à cette réaction à la température ambiante est de l'ordre de $10^{-13} - 10^{-14} \text{ cm}^2$ mais décroît de 2 – 3 ordres de grandeur pour une température électronique de l'ordre de $T_e \sim 1 - 10 \text{ eV}$ [Florecu 06].

Le dernier processus de recombinaison électronique possible est une recombinaison à trois corps où la particule stabilisatrice est une molécule (atome) neutre. Cela correspond à une collision d'un électron avec un ion et une molécule neutre résultant en deux molécules neutres, $e + M^+ + M \rightarrow M + M$. Comme le plasma généré par filamentation laser est un plasma faiblement ionisé, ce processus aura un temps caractéristique de l'ordre de la centaine de picosecondes et devrait être le processus dominant. En effet, de nombreux auteurs l'ont déjà considéré comme processus dominant dans le cas de la recombinaison d'un plasma généré par filamentation laser [Rodriguez 08, Tzortakis 00].

Expérimentalement on étudie l'évolution du contraste des franges, soit le rapport $\Delta I / \Delta I_0$, en fonction du retard de la sonde par rapport au temps de création du plasma. On modélise donc la décroissance du plasma en ne considérant que le processus de recombinaison des électrons sur les ions parents, processus le plus rapide correspondant à nos échelles de temps. On ne considère pas la diffusion car au vu des dimensions de la bulle de plasma, elle est négligeable.

On néglige dans ce cas-ci le terme de diffusion qui avait été introduit dans l'équation I-9, la décroissance temporelle de la densité du plasma peut alors s'exprimer de la façon suivante :

$$\rho(t) = \frac{1}{\frac{1}{\rho_0} + \beta t}, \quad \text{III-6}$$

avec β le coefficient de recombinaison du plasma, et ρ_0 la densité initiale du plasma. En réinjectant dans l'expression précédente de la variation d'indice du plasma, on obtient alors :

$$\Delta n_0(t) = -\rho(t) \frac{e^2}{m_e \epsilon_0} = \frac{-e^2}{m_e \epsilon_0} \frac{1}{\frac{1}{\rho_0} + \beta t}. \quad \text{III-7}$$

En ajustant les courbes théoriques de diffraction à celles mesurées on peut déterminer pour chaque retard la densité électronique dans le réseau de plasma. Un autre moyen plus simple de déduire l'évolution de ρ avec le temps consiste à approcher l'évolution de l'amplitude du contraste des franges, qui est proportionnel à $\rho(t)$, avec la formule (III-7). La Figure 23 montre les courbes expérimentales et théoriques de l'évolution du contraste au cours du temps pour l'air, l'azote, l'oxygène, le dioxyde de carbone, l'argon, le néon, le krypton et le xénon.

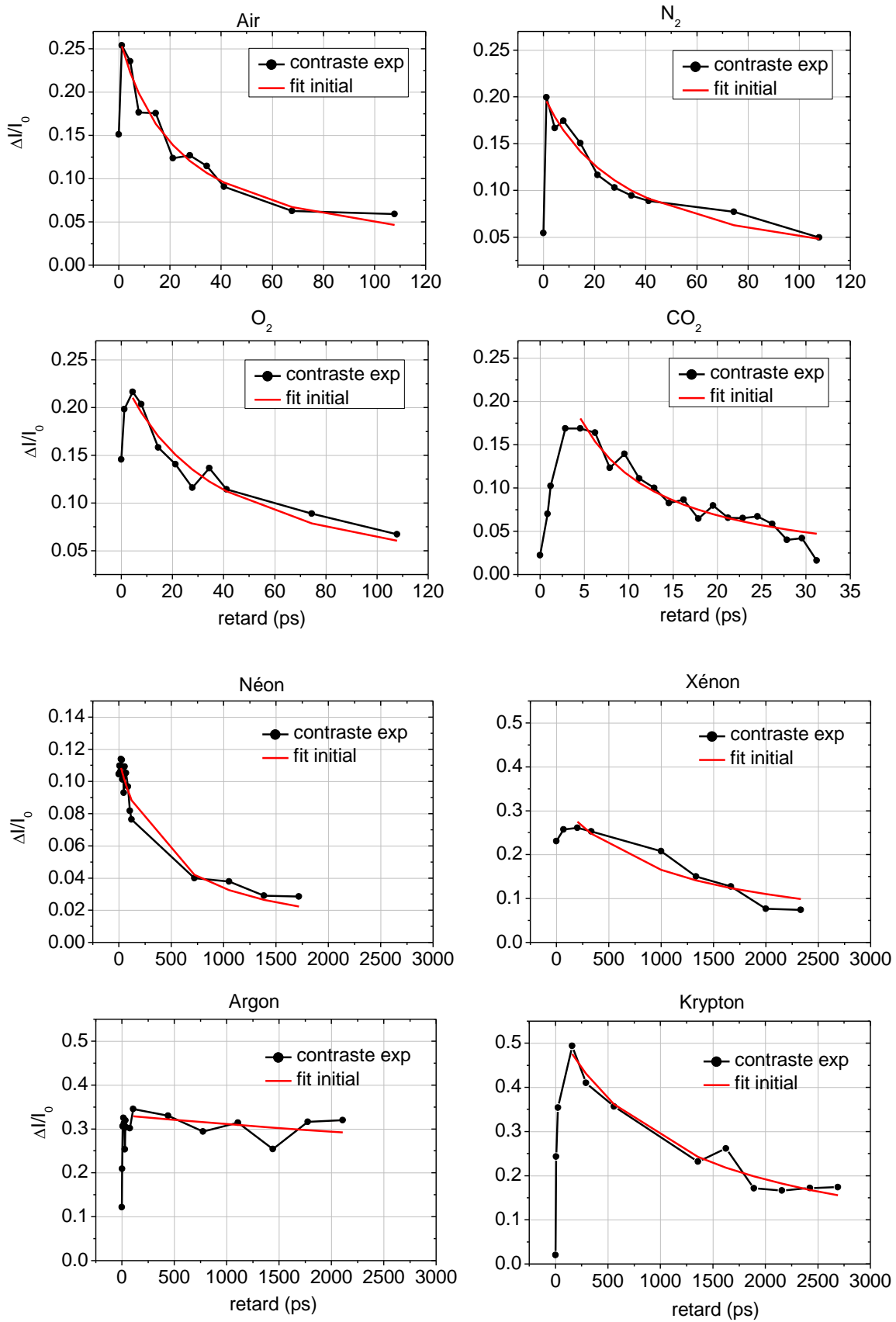


Figure 23 : Contraste des franges de diffraction en fonction du retard du faisceau sonde par rapport à la création du plasma.

Ces expériences de diffractométrie permettent ainsi de déterminer les paramètres du plasma créé par l'interaction de deux filaments dans différents gaz. Ces valeurs de densité électronique initiale et de coefficient de recombinaison électronique vont être utilisées comme valeurs de départ pour ajuster les courbes théoriques aux courbes expérimentales de la décroissance de l'efficacité de diffraction du réseau de plasma détaillée dans le paragraphe suivant.

Le

	Neon	Argon	Krypton	Xenon	O ₂	Air	CO ₂	N ₂
$\rho_0(\text{cm}^3)$	$7.4 \cdot 10^{17}$	$3.3 \cdot 10^{18}$	$1.8 \cdot 10^{18}$	$8.7 \cdot 10^{17}$	$1.2 \cdot 10^{18}$	$1.3 \cdot 10^{18}$	$9 \cdot 10^{17}$	$1.3 \cdot 10^{18}$
$\beta(\text{cm}^3/\text{s})$	$6.4 \cdot 10^{-9}$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	$9.5 \cdot 10^{-10}$	$1.7 \cdot 10^{-9}$	$4.1 \cdot 10^{-8}$	$5.3 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-7}$	$3.3 \cdot 10^{-8}$
$K(\text{cm}^6/\text{s})$	$2.3 \cdot 10^{-28}$	$6.6 \cdot 10^{-30}$	$3.5 \cdot 10^{-29}$	$6.3 \cdot 10^{-29}$	$1.5 \cdot 10^{-27}$	$2 \cdot 10^{-27}$	$6.7 \cdot 10^{-27}$	$1.2 \cdot 10^{-27}$

Tableau 2 présente donc les paramètres de densité électronique initiale et de recombinaison électronique du plasma que nous avons pu déterminer par les mesures présentées précédemment. D'après les hypothèses que nous avons faites précédemment, le coefficient β rend compte principalement de la recombinaison à trois corps où une molécule neutre stabilise le processus. Le coefficient β introduit dans l'équation III-6 peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\beta = K \cdot \rho_p \quad \text{III-8}$$

avec K la constante de recombinaison et $\rho_p = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ la densité de molécules (atomes) neutres. La constante K a déjà été mesurée dans le cas de l'Hélium [Berlande 70] entre 10^{-26} et $10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$ à 300 K pour des pressions très basses (dizaine à la centaine de mTorr). Dans les mêmes conditions celle du dioxygène $K \sim 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$ [Chanin 59] et du néon $K \sim 10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$ [Bhave 95] ont aussi été déterminées. Cette expérience nous permet donc de proposer un moyen de mesure des coefficients de recombinaison K pour différent gaz dans le cas de ce plasma atypique, dense mais faiblement ionisé.

	Neon	Argon	Krypton	Xenon	O ₂	Air	CO ₂	N ₂
$\rho_0(\text{cm}^3)$	$7.4 \cdot 10^{17}$	$3.3 \cdot 10^{18}$	$1.8 \cdot 10^{18}$	$8.7 \cdot 10^{17}$	$1.2 \cdot 10^{18}$	$1.3 \cdot 10^{18}$	$9 \cdot 10^{17}$	$1.3 \cdot 10^{18}$
$\beta(\text{cm}^3/\text{s})$	$6.4 \cdot 10^{-9}$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	$9.5 \cdot 10^{-10}$	$1.7 \cdot 10^{-9}$	$4.1 \cdot 10^{-8}$	$5.3 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-7}$	$3.3 \cdot 10^{-8}$
$K(\text{cm}^6/\text{s})$	$2.3 \cdot 10^{-28}$	$6.6 \cdot 10^{-30}$	$3.5 \cdot 10^{-29}$	$6.3 \cdot 10^{-29}$	$1.5 \cdot 10^{-27}$	$2 \cdot 10^{-27}$	$6.7 \cdot 10^{-27}$	$1.2 \cdot 10^{-27}$

Tableau 2 : Paramètres du plasma déterminés par diffractométrie, K est déterminé à partir de β avec $n_p = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Afin de procéder à une comparaison avec la littérature, intéressons-nous au travail effectué par Rodriguez *et al.* Ils ont déterminé une valeur de recombinaison électronique β de $1,7 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour l'air en utilisant la même technique que nous pour un seul filament. Notre valeur de recombinaison électronique dans l'air résultant d'un plasma produit par interaction de deux filaments et donc ayant une température électronique plus élevée est cohérente avec la littérature. De plus, les valeurs de densité électronique que nous avons déterminées sont entre un ou deux ordres de grandeurs plus élevées que celles que l'on peut trouver dans la littérature [Couairon 08, Tzortakis 99]. Cependant dans la littérature ces valeurs de densité initiale sont mesurées pour un seul filament, il est donc cohérent de trouver des densités électroniques initiales maximales deux ordres plus élevées puisque nous réalisons dans notre cas l'interférence de deux filaments laser.

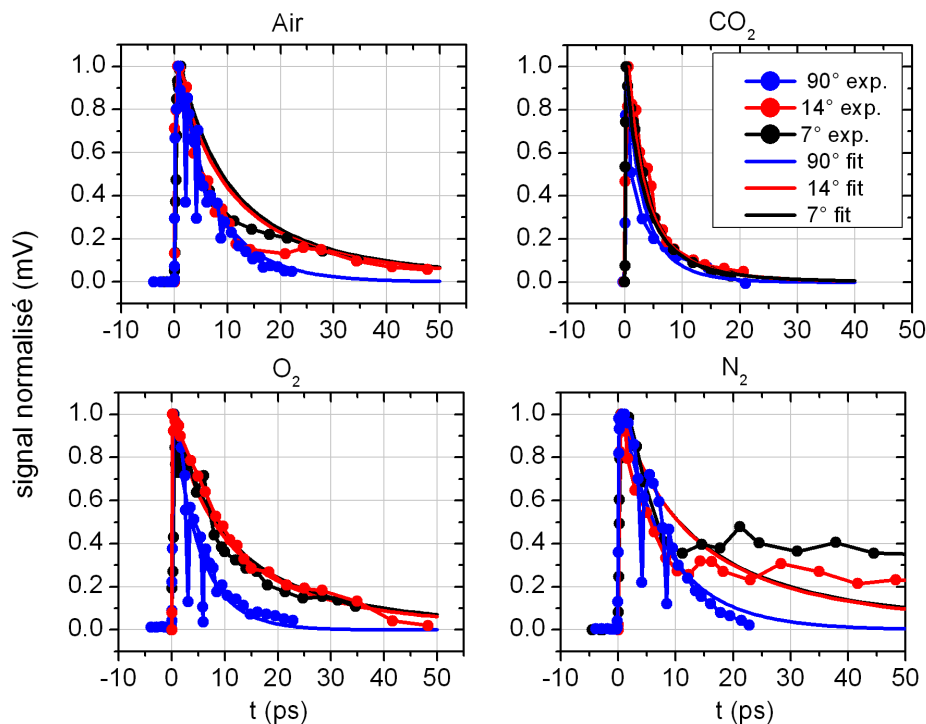
III.2 Durée de vie du réseau de plasma

Afin d'étudier la durée de vie du réseau de plasma, on utilise un montage similaire au montage présenté en Figure 14. Cependant, l'étude va porter sur l'efficacité du réseau de plasma à diffracter la sonde à 2ω en fonction du retard de celle-ci par rapport au temps de création du réseau de plasma. Le spectromètre est remplacé par une photodiode pour la mesure d'intensité du faisceau diffracté à 2ω .

Dans cette partie on modélise tout d'abord le phénomène à partir d'une équation décrivant l'évolution temporelle de la variation d'indice du réseau de plasma puis à partir d'une équation modélisant la réflexion d'une onde incidente à 2ω sur ce réseau. Par la suite, on analyse les données recueillies afin de déterminer les paramètres de décroissance du réseau de plasma.

Les données recueillies sont présentées dans la Figure 24. Le laser utilisé est le même que précédemment. Des mesures systématiques de la décroissance du réseau plasma pour plusieurs angles φ ont été effectuées afin de permettre un meilleur ajustement des paramètres de diffusion et de recombinaison pour chaque gaz étudié.

On peut voir que la décroissance du réseau ne dépend pas de l'angle de croisement φ entre les deux filaments lorsque le milieu est un gaz moléculaire. Ainsi, dans l'azote, l'oxygène, le dioxyde de carbone et l'air (dont la principale molécule ionisée est l'oxygène) la recombinaison électronique sur les ions parents est le phénomène dominant. En effet selon l'équation I-9, la recombinaison électronique ne doit pas varier avec l'angle. En revanche, la diffusion des électrons est influencée par l'angle φ entre les deux filaments. Plus l'angle est grand, plus l'interfrange est petit (voir première partie du chapitre), plus les gradients d'intensité vont être importants et plus la diffusion sera rapide. Ainsi dans le cas de l'argon (le néon, le krypton et le néon) où la diffusion est le phénomène prépondérant dans la décroissance du réseau de plasma, la durée de vie du réseau change avec l'angle φ . Plus celui-ci est important, plus la décroissance de l'efficacité du réseau est rapide.



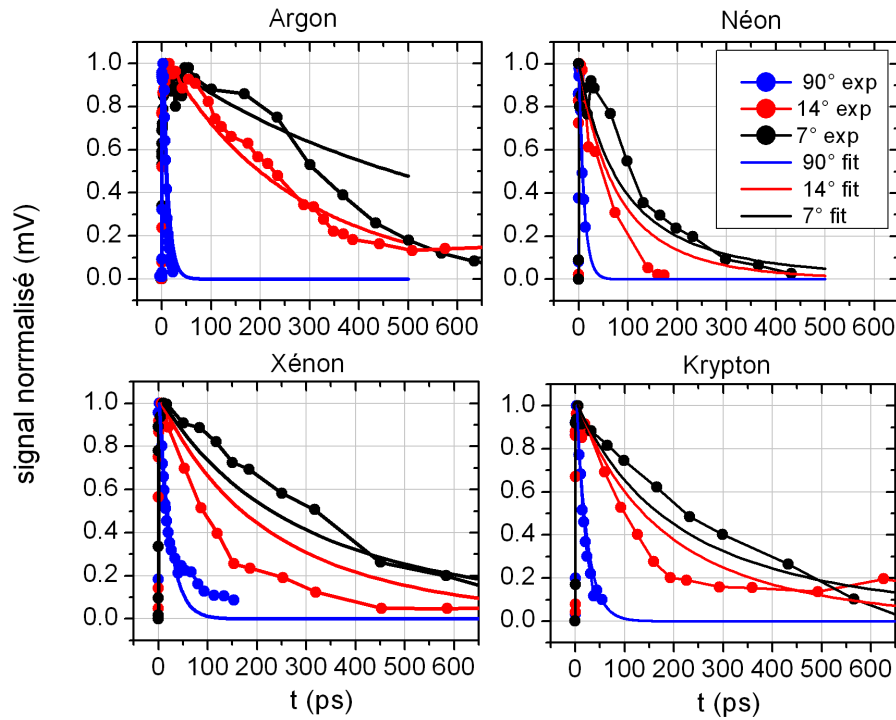


Figure 24 : Résultats expérimentaux et théoriques de l'évolution de l'efficacité de diffraction du réseau de plasma en fonction du retard t de la sonde par rapport au temps de création pour différentes valeurs de l'angle φ . Les points correspondent aux mesures expérimentales et les courbes continues aux ajustements théoriques.

Les paramètres ρ_0 , β et D_{diff} des courbes théoriques sont ajustés pour minimiser l'écart entre les courbes théoriques et expérimentales en Figure 24. Pour cet ajustement les valeurs de ρ_0 et β déterminées par diffractométrie sont utilisées comme valeurs de départ pour l'ajustement numérique. Les nouveaux paramètres calculés par ajustement numérique des courbes théoriques aux courbes expérimentales sont présentés dans le Tableau 3.

	Air	N ₂	O ₂	CO ₂	Néon	Argon	Krypton
ρ_0 [cm ⁻³]	9,5.10 ¹⁷	1,3.10 ¹⁸	1,4.10 ¹⁸	7,8.10 ¹⁷	7,0.10 ¹⁶	1,18.10 ¹⁸	2,2.10 ¹⁸
β [m ³ /s]	6,2.10 ⁻¹⁴	3,5.10 ⁻¹⁴	4,1.10 ⁻¹⁴	2,2.10 ⁻¹³	8,6.10 ⁻¹⁴	6,1.10 ⁻¹⁶	1,1.10 ⁻¹⁵
μ_i [cm ² /(s.V)] ($T_i = 295$ K, 1 bar) [Handbook of physics]	1.36	1.8	2.2	0.84	4.2	1.6	0.9
D_i à $T_i = 295$ K $D_i = \frac{kT_i}{e} \mu_i$ [m ² /s]	3.46 10 ⁻⁶	4.57 10 ⁻⁶	5.6 10 ⁻⁶	2.14 10 ⁻⁶	1.07 10 ⁻⁵	4.07 10 ⁻⁶	2.29 10 ⁻⁶
$D_a = D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)$ [m ² /s]	7.1 10 ⁻⁵	9.4 10 ⁻⁵	1.2 10 ⁻⁴	4.4 10 ⁻⁵	2.2 10 ⁻⁴	8.4 10 ⁻⁵	4.7 10 ⁻⁵
D_{exp} [m ² /s]	8.7 10 ⁻⁵	5.8 10 ⁻⁵	1.1 10 ⁻⁴	8.2 10 ⁻⁵	8.7 10 ⁻⁵	6.8 10 ⁻⁵	4.2 10 ⁻⁵

Tableau 3 : Récapitulatif des paramètres de densité initiale, de recombinaison et de diffusion pour les différents gaz considérés (mobilité ionique μ_i , diffusion ionique D_i , diffusion ambipolaire D_a).

La valeur du coefficient de recombinaison de l'air trouvée ici est en cohérence avec celles rapportées dans la littérature [Tzortzakis 00], [Rodriguez 08] dans le cas d'un filament laser unique. Il en est de même pour la densité initiale en tenant compte du fait que dans notre cas il s'agit de l'interférence de deux filaments. Les valeurs des coefficients de recombinaison sont proches de celles trouvées

précédemment dans le cas de la détermination par diffractométrie Tableau 2 et sont donc toujours en accord avec la littérature.

Dans le Tableau 3 est présenté le calcul des valeurs de diffusion ionique D_i des différents gaz étudiés à partir des valeurs de mobilité ionique μ_i que l'on peut trouver dans la littérature (Handbook of Physics). Ces valeurs ont été mesurées pour des conditions de pression et de température très proche de notre cas ($T_i = 295$ K, 1 bar).

On suppose que la valeur de diffusion à considérer dans le cas présent est la diffusion ambipolaire. La diffusion ambipolaire $D_a = D_i(1 + T_e/T_i)$ représente la vitesse de diffusion des particules négatives et positives qui vont être diffusées à la même vitesse en raison de leur interaction via le champ électrique. On calcule donc dans l'avant dernière ligne du tableau les valeurs de la diffusion ambipolaire D_a pour chaque gaz, pour une température électronique $T_e = 0.5$ eV [Sprangle 04].

Les gaz pour lesquels la différence entre les trois angles de mesure est telle qu'on peut estimer une valeur de la diffusion de façon correcte sont le Néon, l'Argon, le Krypton, le Xénon et le dioxygène. On peut cependant voir que les valeurs de diffusion ambipolaire calculées sont en bon accord avec les valeurs de diffusion trouvées expérimentalement pour tous les gaz.

A noter que la valeur de ces coefficients de recombinaison électronique et de diffusion n'avait pas encore été mesurée pour des conditions de température et de pression similaires. Cette expérience est donc une méthode originale qui permet de mesurer les valeurs de diffusion des électrons dans un plasma créé par filamentation laser.

Pour le cas de l'argon, on peut voir que la décroissance du réseau est très lente. En effet, la recombinaison de l'argon passe par des états excités appelés « états de Rydberg » [Kabouzi 07] qui sont sensibles à la moindre perturbation. Il est possible que lors de notre expérience la sonde soit une perturbation suffisante pour réexciter les atomes d'argon dans les états de Rydberg, ce qui expliquerait la longévité du réseau de plasma dans ce cas.

III.3 Conclusion

Afin d'ériger un modèle complet et de comprendre le mécanisme de décroissance du réseau de plasma, nous avons dans un premier temps déterminé les paramètres plasma de densité initiale et de recombinaison propre à notre expérience par une méthode de diffractométrie. Par la suite, nous avons déterminé les paramètres propres à l'évolution du réseau de plasma par une seconde méthode utilisant directement l'efficacité du réseau.

Il ressort des résultats présentés dans ce paragraphe, une différence notable dans l'évolution du plasma entre les gaz moléculaires et les gaz monoatomiques tels que l'argon. Du fait d'un processus de recombinaison comprenant un grand nombre d'étapes passant par des états dits excités, la durée de vie du plasma dans l'Argon peut être considérée comme beaucoup plus longue que dans les gaz moléculaires tel que l'oxygène ou l'azote.

L'analyse de l'évolution du réseau de plasma d'un gaz atomique a permis de déterminer pour la première fois le coefficient de diffusion des électrons à l'intérieur d'un plasma produit par filamentation laser.

IV. Echange d'énergie

Le réseau de plasma créé à l'interaction de deux filaments a été caractérisé spatialement et temporellement. On s'intéresse maintenant à l'application de ce réseau de plasma pour le contrôle de la filamentation laser. En effet, il existe plusieurs façons de contrôler la filamentation laser. Par exemple l'apparition de la filamentation peut être retardée en modifiant les caractéristiques du faisceau laser initial. De manière différente nous allons voir que le réseau de plasma va permettre un contrôle à distance du filament sans changer les caractéristiques du faisceau laser, par le biais d'un échange d'énergie efficace entre les deux filaments.

L'échange d'énergie entre deux puissants faisceaux laser (basé sur l'effet Kerr optique possédant une composante retardée) a été démontré par Bernstein *et al.* [Bernstein 09], qui rapporte un échange d'énergie de 7 % pour deux faisceaux s'interceptant avec un angle rasant. Nous allons voir que l'échange d'énergie par réseau de plasma peut atteindre 50 % d'efficacité et peut également être également observé à angle de croisement important.

IV.1 Couplage de deux filaments

De façon générale, la réponse non-linéaire d'un milieu transparent à un champ électro-magnétique intense est constituée d'une partie instantanée et/ou d'une partie retardée. La réponse retardée du milieu est la seule permettant d'induire un échange d'énergie, car elle seule induit un déphasage spatial entre la figure d'interférence de l'intensité laser et la modulation de l'indice de réfraction.

D'après la théorie standard du couplage de deux ondes, la variation d'intensité du faisceau I_i peut être exprimée de la façon suivante [Boyd] :

$$\frac{dI_i}{dz} = \pm \frac{2\omega n_2 I_i I_j}{c} \frac{\Delta\omega\tau}{1+(\Delta\omega\tau)^2} \quad \text{avec } (i, j = 1, 2 \text{ et } i \neq j), \quad \text{IV-1}$$

où τ et n_2 sont respectivement la durée de la réponse non-linéaire et l'indice de réfraction non-linéaire.

A partir de cette équation deux caractéristiques du processus d'échange peuvent être déterminées :

- Un indice de réfraction (n_2) positif va induire un transfert d'énergie laser de l'impulsion de haute fréquence vers l'impulsion de basse fréquence, tandis qu'un indice de réfraction négatif va induire un transfert d'énergie opposé.
- Afin d'obtenir un échange d'énergie, les impulsions interagissant doivent être de fréquences différentes ($\Delta\omega \neq 0$). La différence de fréquence détermine le sens du transfert d'énergie.

Dans le cas de deux filaments interagissant dans l'air, on considère deux réponses non-linéaires retardées. Tout d'abord le cas plus classique où le changement d'indice de réfraction est dû à l'effet Kerr optique qui comprend une réponse instantanée électronique et une réponse retardée due à l'excitation rotationnelle Raman des molécules du milieu (composante dite Raman-Kerr). La seconde réponse non-linéaire considérée est le changement d'indice de réfraction induit par la formation du plasma.

Dans le cas de l'effet Kerr-Raman, l'effet non-linéaire est relié à l'intensité laser de la manière suivante :

$$\Delta n_{\text{Raman}}(\vec{r}, t) = n_2 \int_{-\infty}^t R(t-t') I(\vec{r}, t) dt'. \quad \text{IV-2}$$

La fonction $R(t)$ modélise la réponse des molécules au champ laser, avec un temps caractéristique Γ^{-1} et une fréquence ω_R :

$$R(t) = R_0 \exp(-\Gamma t) \sin(\omega_R t), \quad \text{IV-3}$$

avec $R_0 = (\Gamma^2 + \omega_R^2)/\omega_R$. Dans l'air pour une impulsion à 800 nm, $\Gamma^{-1} = 70$ fs, et $\omega_R = 1,6 \times 10^{13}$ Hz.

Dans la Figure 25 est représenté le calcul de l'évolution temporelle de l'intensité laser (a) et de la modulation de l'indice de réfraction due à l'effet Raman (b) pour une distance de propagation $z = 0$ qui correspond à l'endroit où se superposent les deux faisceaux en fonction de x (axe transverse). Pour ce calcul, les paramètres suivants ont été utilisés : Intensité laser $5 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, angle $\varphi = 2^\circ$, et une différence de fréquence $\Delta\omega = 10$ THz. Dans la Figure 25 (d), l'intensité laser et les deux modulations d'indice de réfraction sont représentées à un temps $t = -20$ fs. On note un déphasage spatial entre l'intensité laser et les deux modulations d'indice de réfraction essentiel afin d'effectuer un échange d'énergie. (a) Les deux faisceaux pompes sont chirpés jusqu'à 200 fs de durée et le retard est fixé à $\tau_d = 100$ fs. La modulation se déplace alors vers le bas. (b) La modulation se déplace également vers le bas, un retard par rapport à la figure d'interférence du laser est apparent au début et à la fin du chevauchement des impulsions.

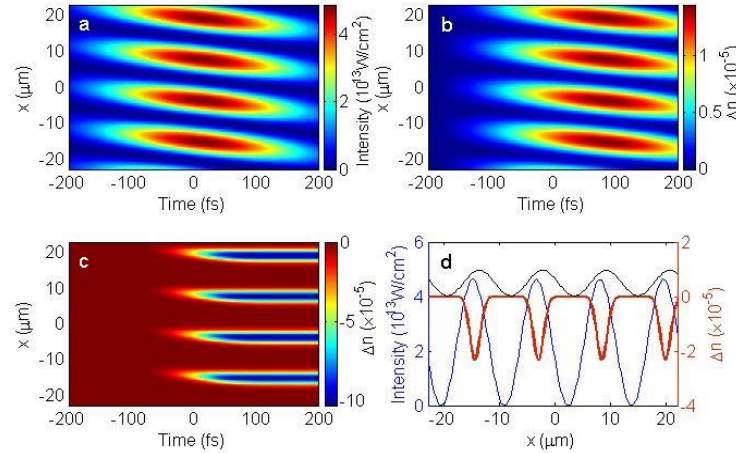


Figure 25 : (a) Evolution temporelle de l'intensité laser pour $z = 0$. (b) Evolution temporelle de la modulation de l'indice de réfraction induite par effet Raman pour $z = 0$. (c) Evolution temporelle de la modulation de l'indice de réfraction due à la génération de plasma pour $z = 0$. (d) Intensité laser (en bleu, axe gauche), la modulation de l'indice de réfraction due à l'effet Raman (noir, axe droit) et due au plasma (rouge, axe droit) pour $t = -20$ fs. Le déphasage spatial entre l'intensité laser et les deux indices de réfraction est respectivement : $1,2 \mu\text{m}$ et $0,5 \mu\text{m}$.

Pour la réponse due à la génération de plasma lors de la filamentation, le changement retardé de l'indice de réfraction est relié à la densité de plasma par la relation :

$$\Delta n_{\text{plasma}} \cong -\rho(\vec{r}, t)/2\rho_{cr}, \quad \text{IV-4}$$

avec $\rho_{cr} = 1,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ la densité critique du plasma pour une impulsion à 800 nm et

$$\rho(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t \sigma_8 \rho_{mol} I^8(\vec{r}, t') dt' \quad \text{IV-5}$$

la densité électronique du plasma à l'instant t . Les termes σ_8 et ρ_{mol} correspondent à la section efficace pour l'ionisation multiphotonique de l'oxygène, et la densité des molécules neutres d'oxygène.

Le calcul de l'évolution de la modulation de l'indice de réfraction due à la génération de plasma est présenté dans la Figure 25 (c). On ne considère ici que le processus de génération des électrons et on néglige les processus de recombinaison qui se produisent à des échelles de temps plus importantes. Durant la génération du plasma (-80 fs à 40 fs) la modulation se déplace vers le bas puis reste stationnaire puisque aucun mécanisme de recombinaison n'est considéré.

La Figure 25 (d) permet quant à elle de voir un déphasage spatial de presque 180° entre la modulation de l'indice de réfraction due à la génération de plasma et la figure d'interférence de l'intensité laser. En conséquence, le flux d'énergie devrait être dirigé de l'impulsion basse fréquence vers son impulsion partenaire de haute fréquence.

IV.2 Mise en évidence de deux régimes d'échange d'énergie

On mesure maintenant l'énergie des deux pompes en fonction de leur retard τ_d , pour un coefficient de chirp $C = +5$, i.e. on a imprimé à l'impulsion laser qui était à l'origine d'une durée de $\tau_0 = 45$ fs une dérive de fréquence positive afin d'atteindre une durée d'impulsion $\tau_p = 220$ fs. On effectue cette mesure dans l'air puis dans l'Argon afin de s'affranchir de l'effet Raman qui n'est pas présent dans un gaz monoatomique (Figure 26). Dans ce cas la distance focale des lentilles était de 2 m.

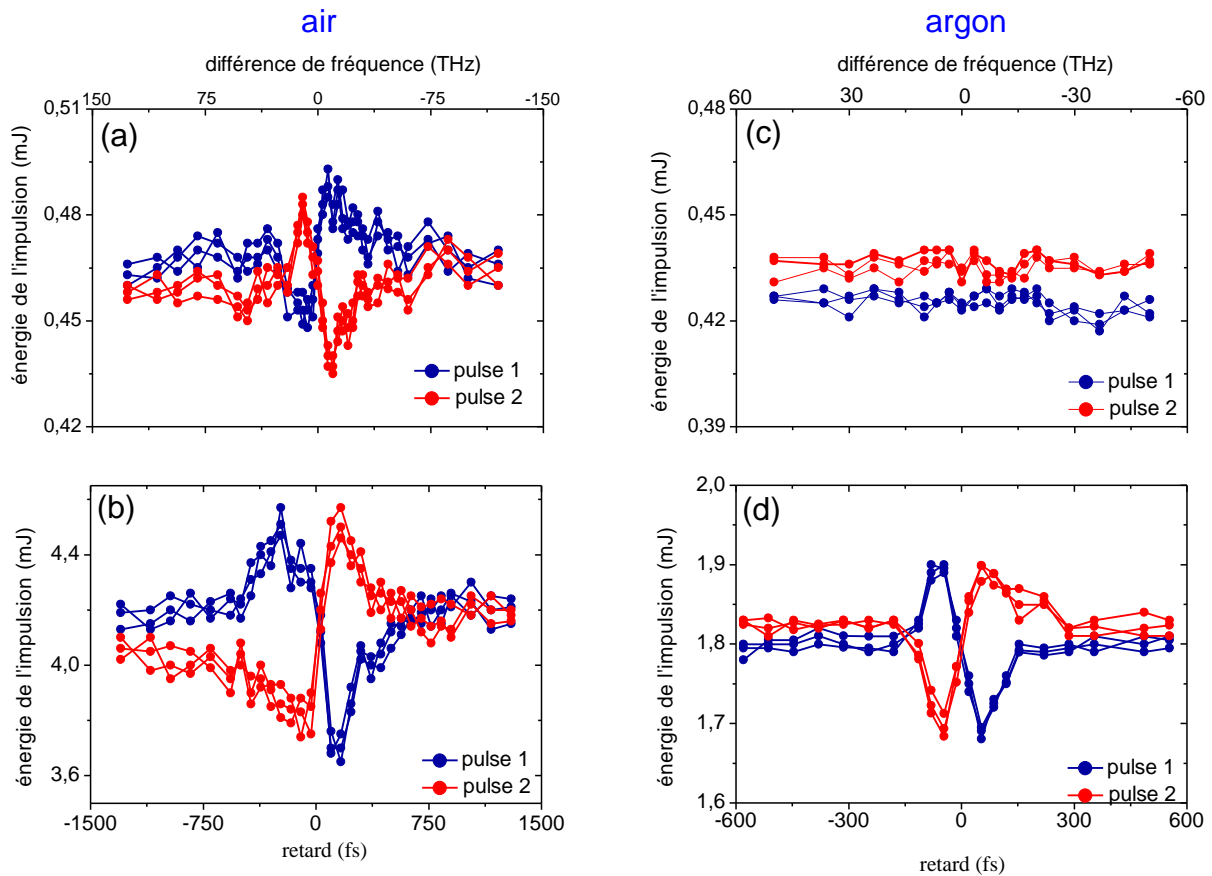


Figure 26 : Echange d'énergie dans l'air (a), (b) et dans l'argon (c), (d) pour $P = 0,39 P_{cr}$ (a), (c) et $P = 3,5 P_{cr}$ (b) et (d).

La direction du flux d'énergie entre les deux filaments change en fonction de la puissance du laser ou plus particulièrement en fonction du rapport P/P_{cr} . Dans un premier temps, portons notre attention sur le cas de l'air. On peut observer deux régimes différents : pour une puissance inférieure au seuil de filamentation, on observe un échange d'énergie toujours dirigé de l'impulsion haute fréquence vers l'impulsion basse fréquence. De ces observations qui sont en accord avec les résultats de Bernstein *et al.* on peut déduire que le mécanisme dominant est un réseau d'indice induit par la

réponse rotationnelle des molécules. Pour une puissance laser plus élevée, $P \geq 3,5 P_{cr}$, le transfert d'énergie change de direction et est maintenant dirigé de l'impulsion basse fréquence vers l'impulsion haute fréquence. Ce nouveau régime est propre à la filamentation dans le sens où il n'apparaît qu'à partir du moment où un canal de plasma est formé le long du passage des faisceaux 1 et 2.

On définit maintenant S l'efficacité maximum d'échange d'énergie :

$$S = \frac{E_{1max} - E_{2max}}{E_{1max} + E_{2max}} \quad \text{IV-6}$$

La variation de S et le rayonnement THz sont tracés en Figure 27 en fonction de l'énergie initiale du laser pour un retard τ_d positif. Cette courbe montre que la transition entre les deux régimes apparaît pour une énergie où l'on commence à détecter un signal THz, preuve de l'apparition de plasma. Cette énergie est très proche de l'énergie pour laquelle $P = P_{cr}$. En effet, on peut voir en Figure 27 a) que la valeur absolue de l'efficacité d'échange d'énergie va commencer par augmenter lorsque l'on augmente l'énergie des faisceaux incidents jusqu'à ce que l'énergie de ceux-ci atteigne une valeur ~ 1 mJ (ce qui correspond pour la durée d'impulsion choisie à $P = P_{cr}$). L'efficacité de l'échange d'énergie va alors diminuer jusqu'à devenir nulle pour $E = 2,4$ mJ.

Lorsque $P = P_{cr}$, la filamentation laser commence à apparaître. On confirme cette hypothèse par une mesure de rayonnement THz. La Figure 27 b) montre le rayonnement THz mesuré à l'avant du filament en champ lointain en fonction de l'énergie du faisceau laser. Comme le rayonnement THz est dans ce cas produit par l'oscillation électronique du plasma, lorsque l'on détecte un signal THz, cela traduit l'apparition de plasma produit par filamentation laser. On peut donc voir que le deuxième régime d'échange d'énergie apparaît en même temps que le rayonnement THz ; on peut donc conclure qu'il est bien basé sur la filamentation laser et plus particulièrement sur le réseau de plasma généré par l'interaction de deux filaments laser.

Pour $E = 2,4$ mJ, on a alors les deux phénomènes d'échange d'énergie qui se compensent parfaitement. Enfin, en augmentant encore l'énergie des faisceaux incidents l'efficacité d'échange d'énergie augmente à nouveau due à la prédominance de l'échange d'énergie via le réseau de plasma.

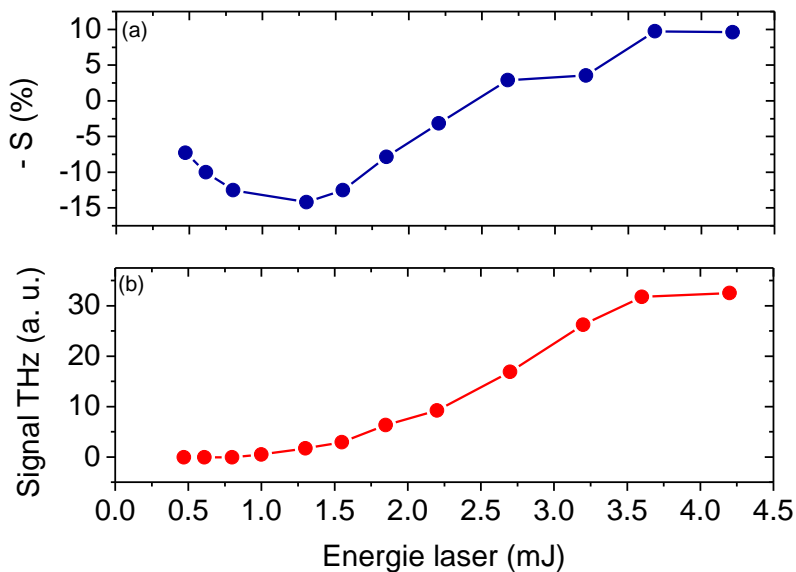


Figure 27: (a) S en fonction de l'énergie laser dans l'air. (b) Intensité du rayonnement THz mesuré vers l'avant à l'aide d'un détecteur hétérodyne à 0,1 THz en fonction de l'énergie laser.

Dans le cas de l'argon Figure 28, un gaz qui présente des caractéristiques très proches de l'air du point de vue de la filamentation (potentiel d'ionisation, n_2), on note l'absence d'échange d'énergie tant que la puissance du laser est inférieure à la puissance critique de filamentation. Observation qui s'explique par le fait qu'il n'y a pas d'effet de rotation des molécules et donc pas d'effet Kerr-Raman dans un gaz monoatomique comme l'argon. On ne trouve donc qu'un seul type de régime pour lequel le ratio S est toujours négatif. Avec l'augmentation de la puissance laser S augmente presque linéairement jusqu'à atteindre 12 %.

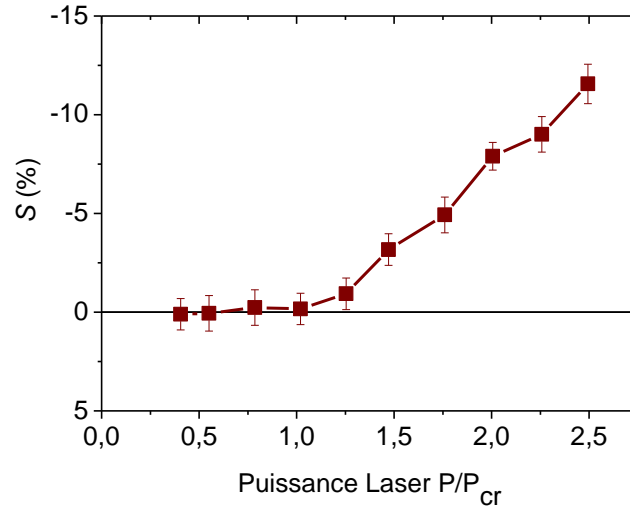


Figure 28 : Efficacité de l'échange d'énergie S en fonction du rapport P/P_{cr} dans l'Argon pour $C = + 5$.

On peut donc conclure qu'il existe deux mécanismes d'échange d'énergie entre deux filaments ; le premier reposant sur l'effet Kerr-Raman et le second sur la génération de plasma. Le deuxième mécanisme est directement relié au phénomène de filamentation laser et tend à dominer lorsque la puissance initiale du faisceau excède quelques P/P_{cr} .

IV.3 Propriétés de l'échange d'énergie entre deux filaments

Dans un premier temps, on étudie l'efficacité de l'échange d'énergie en fonction de la longueur d'interaction entre les deux filaments. Cette longueur peut être changée en modifiant l'angle d'intersection φ . Les résultats sont présentés dans la Figure 29 (a) avec indication de l'angle φ pour chaque point. Comme on pouvait le prévoir, l'efficacité d'échange d'énergie augmente avec la longueur d'interaction.

Le réseau de plasma est formé de gaz faiblement ionisé lors du processus de filamentation, ainsi un plus grand contraste d'indice de réfraction devrait être obtenu par une plus grande intensité à l'intérieur du filament. En focalisant l'impulsion initiale avec une distance focale plus courte, il est possible d'obtenir des filaments plus courts dans lesquels l'intensité laser est plus élevée [Théberge 06]. Pour le vérifier nous avons utilisé deux lentilles de focale $f = 12,5$ cm. Comme le montre la Figure 29, on peut alors atteindre une efficacité S de 50 % pour des impulsions de puissance initiale $P \sim 3P_{cr}$. Dans ce cas, la colonne de plasma est longue de 5 mm. A titre d'exemple, l'échange d'énergie dans ces conditions (énergie de l'impulsion en fonction du retard τ_d) est présenté en Figure 29 (c) pour $P = 1,5 P_{cr}$.

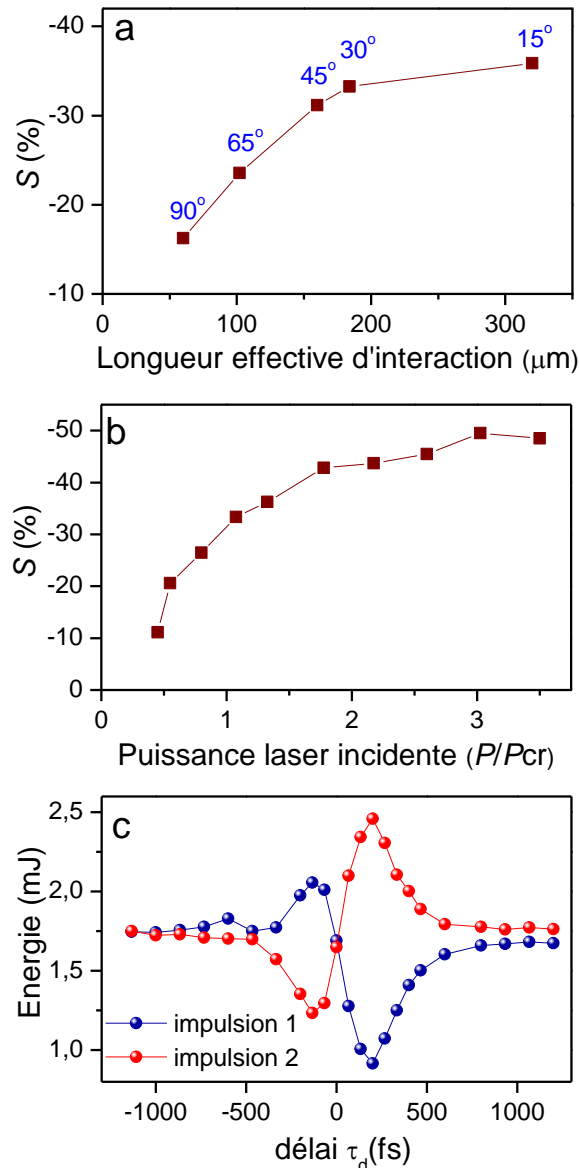


Figure 29 : Efficacité d'échange d'énergie en fonction des paramètres expérimentaux. (a) S en fonction de la longueur d'interaction L . Pour $P = 1, 15 P_{cr}$ et $f = 30$ cm. (b) S en fonction de la puissance laser incidente avec $\varphi = 20^\circ$ et $f = 12,5$ cm. (c) Echange d'énergie dans les conditions (b) avec $P = 1,5 P_{cr}$.

Afin de mieux comprendre le mécanisme d'échange d'énergie, nous l'avons aussi étudié dans le cas de la multifilamentation. Ce multifilament apparaît lorsque la puissance du faisceau laser excède largement la puissance critique. Nous avons utilisé le laser ENSTAmobile, qui permet de délivrer des impulsions laser de 300 mJ, 50 fs à une cadence de 10 Hz.

Une dérive de fréquence a été imprimée à l'impulsion laser jusqu'à ce que celle-ci ait une durée de 200 fs. Les deux faisceaux étaient focalisés par des lentilles de 1 m de focale, et se croisaient avec un angle de 20° . On observe toujours un phénomène d'échange d'énergie. L'échange d'énergie n'est donc pas annihilé par la multifilamentation.

Pour une énergie par faisceau de 27 mJ, nous avons mesuré l'évolution de l'efficacité de l'échange d'énergie en fonction de la dérive de fréquence. Comme le montre la Figure 30, l'efficacité de l'échange d'énergie varie de façon quasi linéaire avec la durée des impulsions laser.

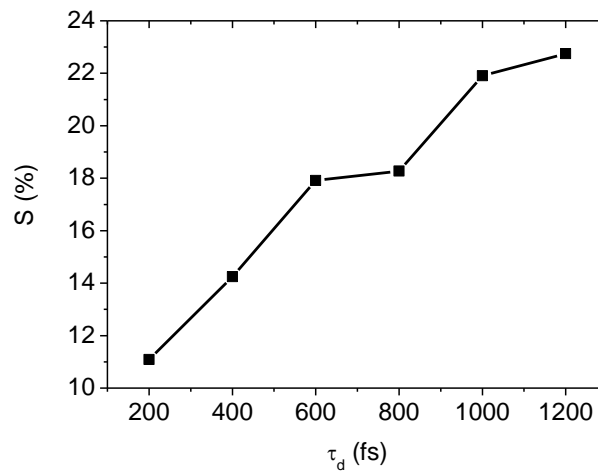


Figure 30 : Efficacité de l'échange d'énergie en fonction de la durée de l'impulsion initiale contrôlée en appliquant une dérive de fréquence positive.

Enfin, nous avons tenté de mesurer une augmentation de la longueur du filament laser lorsque l'énergie de celui-ci est augmentée par échange d'énergie via un réseau de plasma. Le filament gagne de l'énergie mais celle-ci est en grand partie redirigée dans le réservoir d'énergie, la longueur de la zone ionisée par le filament laser n'augmente pas. Nous avons pu mesurer cela à l'aide d'un filtre spatial bloquant uniquement le cœur intense d'un des filaments et laissant passer le réservoir d'énergie après interaction puis en bloquant le réservoir pour ne laisser passer que le cœur intense. En revanche, lorsque la bulle de plasma formée au centre des deux faisceaux est suffisamment intense, dans le cas où le filament donne son énergie à son filament partenaire, le canal de plasma peut être stoppé net (Chapitre III). Ce procédé peut être utilisé pour arrêter le processus de filamentation à distance. On peut donc contrôler à distance la longueur de la zone ionisée par le filament, et donc contrôler aussi les émissions secondaires émises par le plasma.

Conclusion

Dans ce chapitre a été étudiée l'interaction de deux filaments laser. Dans un premier temps, les caractéristiques du réseau de plasma créé par le croisement de deux filaments ont été déterminées : tout d'abord ses propriétés spatiales dépendant de l'angle entre les deux faisceaux mais aussi de la dérive de fréquence imprimée à l'impulsion. Nous avons mis en évidence qu'une dérive de fréquence initiale pouvait induire un déplacement des franges du réseau de plasma. Nous avons mesuré ce déplacement par effet Doppler. Puis, nous avons déterminé que ce déplacement était à l'origine d'un phénomène d'échange d'énergie efficace entre deux faisceaux filamentés.

L'échange d'énergie entre deux faisceaux a été décrit par Boyd puis observé par Bernstein *et al.* en 2009. Cet échange étant basé sur l'effet Kerr-Raman, son efficacité est limitée. Nous avons démontré que via le réseau de plasma créé par l'interférence de deux faisceaux lasers on pouvait échanger jusqu'à 50 % de l'énergie. Nous avons aussi mis en évidence deux régimes d'échange d'énergie en compétition dans le cas de filaments dans des gaz moléculaires.

Enfin, nous avons mesuré et modélisé l'évolution temporelle de ce réseau de plasma. Ceci, nous a permis de calculer les paramètres de l'évolution du plasma lors de la filamentation laser, notamment les paramètres de recombinaison et de diffusion électronique dans divers gaz. Une meilleure compréhension de la filamentation dans différents gaz a ainsi été possible.

Références

- [Akbar 06] D. Akbar, S. Bilikmen “Ambipolar diffusion in direct-current positive column with variations in radius of discharge tube” *Chin. Phys. Lett.* **23**, 2498-2501, 2006
- [Berlande 70] J. Berlande, M. Cheret, R. Deloche, A. Gonfalone, and C. Manus, “Pressure and electron density dependence of the electron-ion recombination coefficient in helium”, *Phys. Rev. A* **1**, 3, 1970
- [Bernhardt 08] J. Bernhardt, W. Liu, F. Théberge, H. L. Xu, J. F. Daigle, M. Châteauneuf, J. Dubois and S. L. Chin, “Spectroscopy analysis of femtosecond laser plasma filament in air”, *Opt. Commun.* **281**, 1268-1274, 2008
- [Bernstein 09] A. C. Bernstein, M. McCormick, G. M. Dyer, J. C. Sanders, and T. Ditmire, “Two-Beam Coupling between Filament-Forming Beams in Air”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 123902, 2009
- [Bhave 95] R. N. Bhave and R. Cooper, “Two- and Three-body Ion-Electron Recombination Rate coefficients in Neon”, *Aust. J. Phys.* **48**, 503-513, 1995
- [Biondi 54] A.M Biondi and L. M. Chainin, “Mobilities of atomic and molecular ions in the noble gases” *Phys. Rev.* **94**, 910-916, 1954
- [Boyd] R. W. Boyd, “Nonlinear Optics”, Academic Press, San Diego, 3rd ed. 2008
- [Chanin 59] L.M. Chanin, A. V. Phelps, and M. A. Biondi, “Measurement of the attachment of slow electrons in Oxygen”, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 344-346, 1959
- [Couairon 07] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media”, *Phys. Rep.* **441**, 47-189, 2007
- [Couairon 08] A. Couairon, H. S. Chakraborty, and M. B. Gaarde, “From single-cycle self-compressed filaments to isolated attosecond pulses in noble gases”, *Phys. Rev. A* **77**, 053814, 2008
- [Chin] S.L. Chin “Advances in multi-photon processes and spectroscopy”, World Scientific, vol. **16**, Chap. 3, 249-271
- [Dogariu 97] A. Dogariu, T. Xia, D. J. Hagan, A. A. Said, E. W. Van Stryland, and N. Bloembergen, “Purely refractive transient energy transfer by stimulated Rayleigh-wing scattering”, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 796-803, 1997
- [Durand 11a] M. Durand, Y. Liu, B. Forestier, A. Houard, and A. Mysyrowicz “Experimental observation of a travelling plasma grating formed by two crossing filaments in gases” *Appl. Phys. Lett.* **98**, 121110, 2011.
- [Durand 11b] M. Durand, A. Jarnac, Y. Liu, B. Prade, A. Houard, A. Mysyrowicz “Dynamics of plasma gratings in atomic and molecular gases” en cours de soumission
- [Florescu-Mitchell 06] A.L. Florescu-Mitchell and J.B.A Mitchell, “Dissociative Recombination” *Phys. Reports* **430**, 277-374, 2006
- [Kabouzi 07] Y. Kabouzi, D.B. Graves, E. Castanos-Matrtinez and M. Moisan, « Modeling of atmospheric-pressure plasma columns sustained by surface waves” *Phys. Rev. E* **75**, 016402, 2007

- [Ladouceur 01] H. D. Ladouceur, A. P. Baronavski, D. Lohrmann, P. W. Grounds, and P. G. Girardi, “Electrical conductivity of a femtosecond laser generated plasma channel in air”, *Opt. Commun.* **189**, 107, 2001
- [Luo 03] Q. Luo, W. Liu and S.L. Chin “Lasing Action in Air Induced by ultrafast laser filamentation”, *Appl. Phys. B* **75**, 337-340, 2003
- [Oskam 63] H.J. Oskam and V.R. Mittelstadt, “Ion mobilities in Helium, Neon and Argon” *Phys. Rev.* **132**, 1435-1443, 1963
- [Rodriguez 08] G. Rodriguez, A.R. Valenzuela, B. Yellampalle, M.J. Schmitt, and K.-Y. Kim, “In-line holographic imaging and electron density extraction of ultrafast ionized air filaments”, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 1988-1997, 2008
- [Sprangle 04] P. Sprangle, J. R. Penano, B. Hafizi, and C. A. Kapetanakis, “Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces”, *Phys. Rev. E* **69**, 6, 066415, 2004
- [Suntsov 09] S. Suntsov, D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, and S. Tzortzakis, “Femtosecond laser induced plasma diffraction gratings in air as photonic devices for high intensity laser applications”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 251104, 2009
- [Théberge 06] F. Théberge, W. Liu, P. Tr Simard, A. Becker and S.L. Chin, “Plasma density inside a femtoseconde laser filament in air: Strong dependence on external focusing” *Phys. Rev. E* **74**, 036406, 2006
- [Tzortzakis 00] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, and A. Mysyrowicz, “Time-evolution of the plasma channel at the tail of a self-guided IR femtoseconde laser pulse in air”, *Opt. Commun.* **181**, 123-127, 2000
- [Varma 08] S. Varma, Y.-H. Chen, and H.M. Milchberg, “Trapping and Destruction of Long-Range High-Intensity Optical Filaments by Molecular Quantum Wakes in Air”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 205001, 2008
- [Yang 09] X. Yang, J. Wu, Y. Peng, Y. Tong, P. Lu, L. Ding, Z. Xu, and H. Zeng, “Plasma waveguide array induced by filament interaction”, *Opt. Lett.* **34**, 3806-3808, 2009
- [Yang 10] X. Yang, J. Wu, Y. Tong, L. Ding, Z. Xu, and H. Zeng, “Femtosecond laser pulse energy transfer induced by plasma grating due to filament interaction in air”, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 071108, 2010
- [Yi 10] Y. Liu, M. Durand, S. Chen, A. Houard, B. Prade, B. Forestier, and A. Mysyrowicz “Energy Exchange between Femtosecond Laser Filaments in Air “ *Phys. Rev. Lett.* **105**, 055003, 2010
- [Zhou 09] B. Zhou, S. Akturk, B. Prade, Y.-B. André, A. Houard, Y. Liu, M. Franco, C. D'Amico, E. Salmon, Z.-Q. Hao, N. Lascoux and A. Mysyrowicz, “Revival of femtoseconde laser plasma filaments in air by a nanosecond laser”, *Opt. Express* **17**, 11450-11456, 2009

Interaction entre deux filaments: Application au contrôle de rayonnement secondaire

Sommaire

Introduction	57
I. Augmentation de la génération de troisième harmonique par interaction de deux filaments.....	58
I.1 Etudes antérieures	58
I.2 Résultats expérimentaux.....	59
I.2.1 Principe de l'expérience	59
I.2.2 Caractérisation systématique du phénomène	61
I.2.3 Interception du filament par un diaphragme en aluminium.....	63
I.3 Simulations numériques	66
I.3.1 Mise en équation du phenomena	66
I.3.2 Evolution de l'impulsion selon l'axe de propagation	67
I.3.3 Evolution dynamique spatio-temporelle de l'impulsion	70
I.4 Conclusion.....	71
II. Contrôle de la génération de rayonnement Térahertz par interaction entre deux filaments colinéaires	72
II.1 Méthodes de génération de rayonnement THz par filamentation laser	72
II.1.1 Filament simple	72
II.1.2 Application d'un champ électrique sur la colonne de plasma	73
II.1.3 Bi-filamentation laser	73
II.2 Contrôle de la distance entre deux filaments par alignement moléculaire	75
II.3 Contrôle de la génération de rayonnement THz par alignement moléculaire	76
Conclusion	79
Références.....	80

Introduction

Dans le chapitre précédent, l'interaction de deux filaments a été étudiée. On a pu caractériser le réseau créé à l'intersection de deux filaments et découvrir ainsi un moyen d'échanger de l'énergie efficacement entre deux faisceaux laser. On va maintenant essayer de comprendre comment l'interaction entre deux filaments va influencer les différents rayonnements issus de la filamentation laser femtoseconde.

L'un des atouts de la filamentation laser femtoseconde est son caractère grandement non-linéaire qui donne lieu à nombre de phénomènes remarquables dans l'air. La génération de troisième harmonique est ainsi facilitée par le filament. Il suffit de créer un filament dans l'air pour générer une onde à 3ω par le biais de la susceptibilité de l'air. De par le fait que la filamentation laser peut être réalisée à de très grandes distances cela permet d'envisager une source UV efficace, directionnelle et de courte durée. Le rayonnement UV est à la base d'un grand nombre de recherches pour son utilité dans la spectroscopie, sa capacité à sonder la matière et pourrait permettre de suivre l'évolution des molécules.

La filamentation laser permet aussi de générer via son plasma une impulsion TéraHertz (THz). Compris entre 100 GHz et 20 THz, le domaine de fréquence THz est à la frontière entre le domaine Infrarouge lointain et les micro-ondes. Pendant longtemps ce domaine de fréquence a été inaccessible dû au challenge technologique qu'il représentait ; les sources et méthodes de mesure issues du domaine photonique ou électronique ont dû être poussées jusqu'à leur limite pour arriver aujourd'hui à une explosion de travaux et d'applications en développement.

Les propriétés remarquables du rayonnement THz (non ionisant, transparence des matériaux non polaires et non métalliques et sensibilité aux fréquences de vibration de petites molécules) font qu'un grand nombre de recherches se sont focalisées sur la recherche de sources efficaces. De nombreuses applications basées sur l'utilisation du rayonnement THz ont déjà été proposées, principalement dans le domaine de l'imagerie pour la sécurité, pour l'analyse d'œuvres d'art, ou encore de la santé. Les propriétés des THz permettant de compléter, voir de supplanter les techniques d'imagerie par rayon X ou IR car le rayonnement THz est non ionisant et n'altère donc pas l'objet sondé. Le rayonnement THz peut aussi être utilisé pour effectuer de la spectroscopie résolue en temps par la mesure simultanée de l'amplitude et de la phase du champ électrique THz. Enfin, la possibilité d'utiliser le rayonnement THz pour la télécommunication en altitude (suffisante pour que l'humidité de l'air soit négligeable) est aussi envisagée.

Dans ce chapitre, l'étude porte sur la génération de rayonnement secondaire, TéraHertz et troisième harmonique ainsi que sur le moyen de contrôler cette génération par le biais de l'interaction entre deux filaments. Dans une première partie est présenté un moyen de générer efficacement une émission à 3ω par un filament coupé en son milieu par un faisceau pompe. Cette étude nous a permis de mieux comprendre le mécanisme de génération de 3ω dans un filament. Dans une deuxième partie, nous avons démontré la possibilité de créer une source THz contrôlable à distance par le biais de deux filaments se propageant colinéairement.

I. Augmentation de la génération de troisième harmonique par interaction de deux filaments

I.1 Etudes antérieures

La génération par une impulsion laser intense d'harmoniques élevées dans les gaz a stimulé un grand nombre de recherches, de part le fait qu'elle constitue une méthode simple pour obtenir un rayonnement laser dans le domaine UV-XUV [Ward 69, L'Huiller 93, Macklin 93, Backus 96, Fedotov 97, Peatross 98, Ganeev 06, Steingrube 09]. En particulier, un grand nombre de publications rendent compte d'une conversion efficace de troisième harmonique (TH) depuis une impulsion laser femtoseconde se propageant sous forme de filament dans l'air ou dans les gaz nobles [Aközbek 02, Yang 03, Kolesik 06, Théberge 05, Théberge 07, Kortsalioudakis 05]. Le sujet initié en 2002 par Aközbek *et al.* [Aközbek 02] a été relancé très récemment par la découverte que la génération de troisième harmonique dans l'air pouvait être augmentée de deux ordres de grandeurs en utilisant une deuxième impulsion infrarouge intense (faisceau pompe) interceptant le filament (faisceau signal) [Stundov 09, Stundov 10, Yang 09].

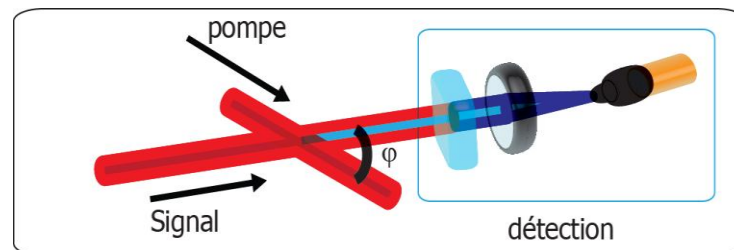


Figure 31 : Schéma de l'expérience d'amplification de 3ω par interaction de deux filaments

Cependant, les résultats expérimentaux rapportés par ces deux groupes diffèrent sur plusieurs aspects. Les divergences concernent l'effet du retard du faisceau pompe et de sa polarisation sur l'augmentation de la génération de troisième harmonique. Stundov *et al.* observent une augmentation pour des délais longs de plusieurs picosecondes, tandis que Yang 09 *et al.* observent cette augmentation uniquement lorsque les deux impulsions coïncident temporellement.

De plus, Stundov *et al.* observent une augmentation de la troisième harmonique, que les impulsions laser soient polarisées parallèlement ou orthogonalement, tandis que selon Yang *et al.*, celle-ci n'apparaît que lorsque les impulsions sont polarisées parallèlement.

Les divergences dans les observations expérimentales de ces deux équipes les ont menées à différentes interprétations du phénomène. Les premiers ont proposé que l'émission de troisième harmonique était formée à l'intersection du filament et du faisceau pompe. Les seconds que l'augmentation était due à l'allongement de la longueur du filament provoquée par le faisceau pompe.

Entre temps, Xi *et al.* ont simulé la propagation d'un filament bloqué en son centre par une goutte d'eau de $40\ \mu\text{m}$ et ont remarqué eux aussi une augmentation de la troisième harmonique [Xi 09]. Plus tard, le même groupe a réalisé des expériences où le filament était coupé en son cœur par un fin fil de métal et a aussi observé une augmentation de troisième harmonique d'un ordre de grandeur [Zhang 10]. Existe-t-il une relation entre ces différentes méthodes pour augmenter la génération de troisième harmonique par filamentation laser ? Par ailleurs, est-il possible que toutes ces méthodes partagent les mêmes origines physiques ?

Afin, d'investiguer ce phénomène des expériences ont été menées en laboratoire avec le laser commercial Thalès, Alpha 100. Nous avons étudié l'augmentation de la troisième harmonique générée par filamentation laser en fonction des paramètres du faisceau interceptant le filament : son énergie, polarisation et retard par rapport au signal. Afin d'interpréter nos résultats nous avons considéré le changement de phase qui existe entre l'onde harmonique générée au début et à la fin du filament [Gouy 81, Ward 69, Boyd 80, Boyd 08]. Ce changement de phase, lié à la phase de Gouy conduit à une annulation de la majorité des harmoniques créées par un court filament non perturbé. En effet, au cours de sa propagation, un faisceau gaussien connaît une inversion de phase apparaissant à son point focal.

En limitant le filament à sa première moitié avec un diaphragme formé par le filament lui-même creusant un trou dans une feuille d'aluminium, nous avons pu observer une augmentation de deux ordres de grandeur de la troisième harmonique. Ceci est rendu possible car l'effet de l'interférence destructive de la deuxième partie du filament est annulé. Dans un même temps, des simulations basées sur la propagation d'un faisceau à deux couleurs (ω et 3ω) reproduisent ces observations et confirment nos interprétations phénoménologiques. De plus, les résultats des auteurs précédents peuvent aussi être interprétés de la même façon, à savoir la suppression de l'effet d'interférences destructives qui empêche la conversion inverse du 3ω vers l'impulsion initiale.

1.2 Résultats expérimentaux

1.2.1 Principe de l'expérience

Nous avons donc utilisé le laser commercial Thalès Alpha 100 dont les caractéristiques principales sont : 50 fs de durée d'impulsion, 800 nm de longueur d'onde centrale et une énergie d'impulsion de 15 mJ à un taux de répétition de 100 Hz. Le faisceau laser à la sortie de la chaîne d'amplification a un profil spatial de distribution Gaussienne avec un diamètre de 14 mm.

L'impulsion laser est divisée en deux, et la polarisation et l'énergie de chaque impulsion peut être contrôlée indépendamment à l'aide de lames demi-onde et de prismes de Glan. Les deux impulsions (faisceau sonde et pompe) sont focalisées dans l'air à l'aide de deux lentilles de distances focales f_1 et f_2 et se croisent avec un angle φ . La focale du faisceau pompe est positionnée de façon à intercepter le filament signal à mi-distance, comme le montre la Figure 32. Le retard τ_d entre les deux impulsions au point d'interception peut être contrôlé grâce à une ligne à retard.

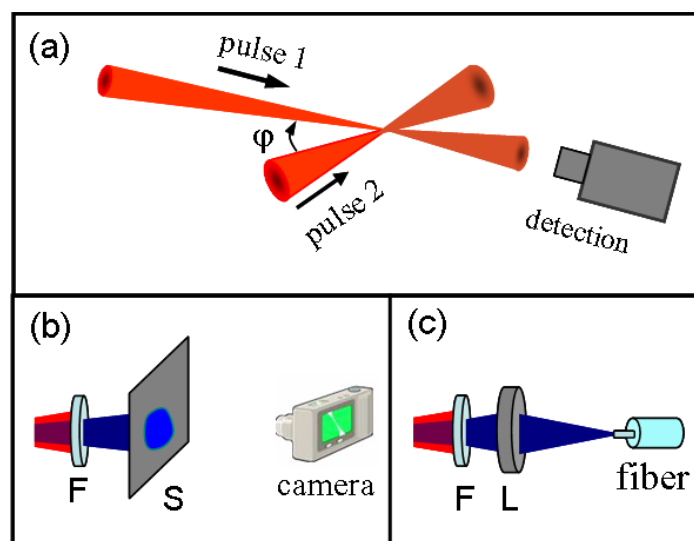


Figure 32 : Principe de l'expérience et des différents moyens de mesure.

On projette sur un écran placé 70 cm après la fin du filament signal le profil en champ lointain de la troisième harmonique, après avoir bloqué la fréquence fondamentale du laser à l'aide d'un filtre coloré UG 11, afin de le photographier (Figure 32 (b)). Pour mesurer le spectre et l'intensité de la troisième harmonique, le rayonnement à 3ω créé par le filament est focalisé sur un spectromètre ou une photodiode calibrée à l'aide d'une lentille en silice fondue de focale $f = 15$ cm positionnée 50 cm après la fin du filament.

La Figure 33 montre des photographies de la luminescence du plasma généré lors de la filamentation de l'impulsion pour différentes énergies du faisceau pompe. Les profils correspondant de la troisième harmonique en champ lointain générée par le filament signal sont montrés dans les Figure 33 (e)-(h). La longueur du filament signal est de 4 cm pour un faisceau laser incident d'énergie 520 μJ ce qui équivaut à deux fois la puissance critique ($P_{cr} = 5$ GW pour une impulsion laser de 50 fs dans l'air).

Pour la Figure 33 (e), le faisceau pompe était éteint, on observe alors dans le champ lointain une lumière résiduelle provenant du faisceau infrarouge et un peu de continuum de lumière mais pratiquement aucune troisième harmonique. De (b) à (d), l'énergie du faisceau pompe est respectivement : 100, 210, 380 μJ . En augmentant l'énergie de la pompe, on aperçoit une bulle de plasma brillante se former à l'intersection des deux faisceaux. A partir de 210 μJ , le faisceau pompe forme son propre filament ; en même temps une augmentation significative de la troisième harmonique est observée en champ lointain. Pour une énergie du faisceau pompe faible, en dessous de $E_p = 100$ μJ , on observe une émission de troisième harmonique sous la forme d'un disque symétrique dans le champ lointain. Pour des énergies de faisceau pompe plus importantes ($E_p > 210\mu\text{J}$), une partie de l'émission de troisième harmonique se situe à des angles plus larges, préférentiellement dans la direction orthogonale au plan formé par le croisement des deux filaments.

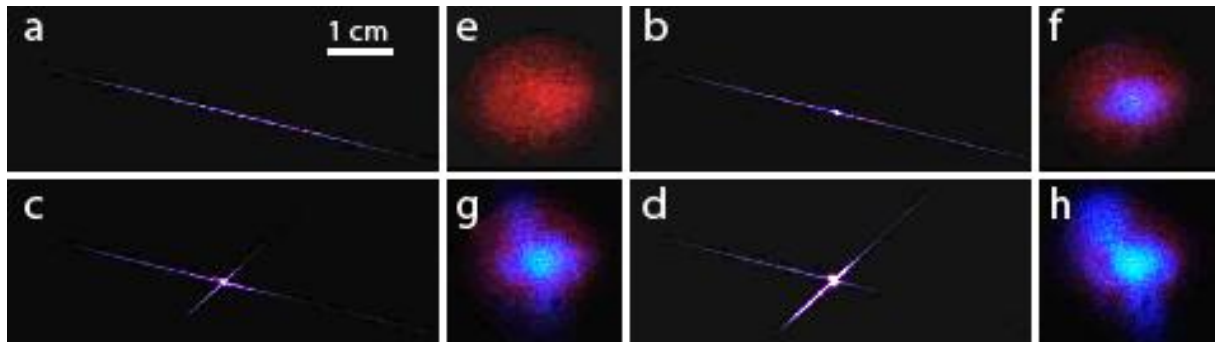


Figure 33 : Photographies de la luminescence du plasma d'un filament se propageant librement (a) et d'un filament intercepté par un faisceau pompe (b)-(d). Le faisceau signal (1) et le faisceau pompe (2) sont focalisés par des lentilles de focale $f_1 = 100$ cm et $f_2 = 50$ cm. L'énergie du faisceau pompe est de 100, 210, 380 μJ respectivement pour (b), (c), (d). Les images (e)-(h) montrent le profil du faisceau signal en champ lointain après le filament signal. On peut ainsi voir la troisième harmonique générée et la composante infrarouge résiduelle, ceci respectivement pour (a)-(d).

Le spectre de la troisième harmonique mesuré avec et sans faisceau pompe correspondant aux cas précédents (a) et (d) est présenté dans la Figure 34. Une augmentation de l'amplitude de la troisième harmonique d'un facteur 100 est observée pour un faisceau pompe de 380 μJ .

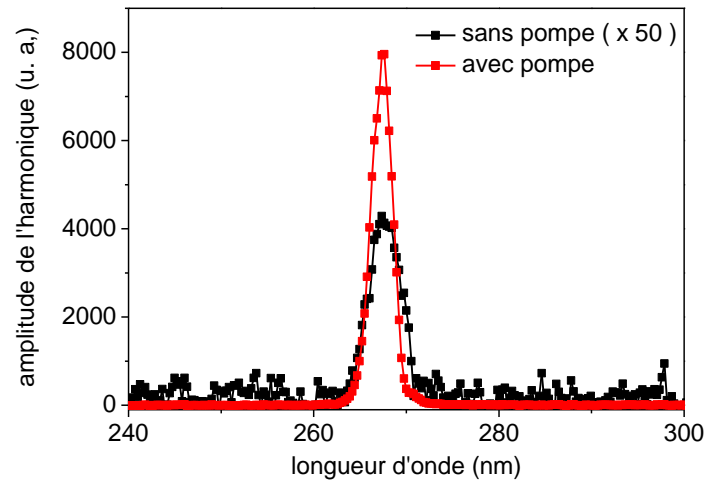


Figure 34 : Spectre de la troisième harmonique généré par le faisceau signal avec et sans faisceau pompe, correspondant au cas (a) et (d) de la Figure 33.

1.2.2 Caractérisation systématique du phénomène

Afin de caractériser la dépendance de ce phénomène vis à vis de la polarisation du faisceau pompe et du retard τ_d entre les faisceaux pompe et signal, des mesures systématiques ont été effectuées.

La Figure 35 montre la variation de l'amplitude de la troisième harmonique générée par le filament intercepté par le faisceau pompe en fonction du retard τ_d entre les deux faisceaux. Cette mesure est effectuée pour quatre énergies de pompes et pour des faisceaux ayant une polarisation parallèle et orthogonale. Lorsque l'énergie du faisceau pompe E_p est égale à 120 μJ , l'augmentation de troisième harmonique est observée dans le cas d'une polarisation parallèle dans un délai d'une centaine de femtosecondes (Figure 35 (a)). Ces observations sont similaires à celles décrites par les auteurs de la référence [Yang 09]. Pour une énergie de faisceau pompe plus importante, $E_p = 520 \mu\text{J}$ (Figure 35(d)), quasiment aucune différence n'apparaît entre les deux polarisations, en accord avec les références [Stundov 09] et [Yang 09]. Lorsque E_p est compris entre 120 μJ et 520 μJ , on observe un comportement intermédiaire, dans lequel l'amplitude de la troisième harmonique dépend de la polarisation pendant une durée de 200 fs correspondant à la durée de recouvrement des impulsions, tandis qu'aucune différence n'est observée pour des temps plus longs.

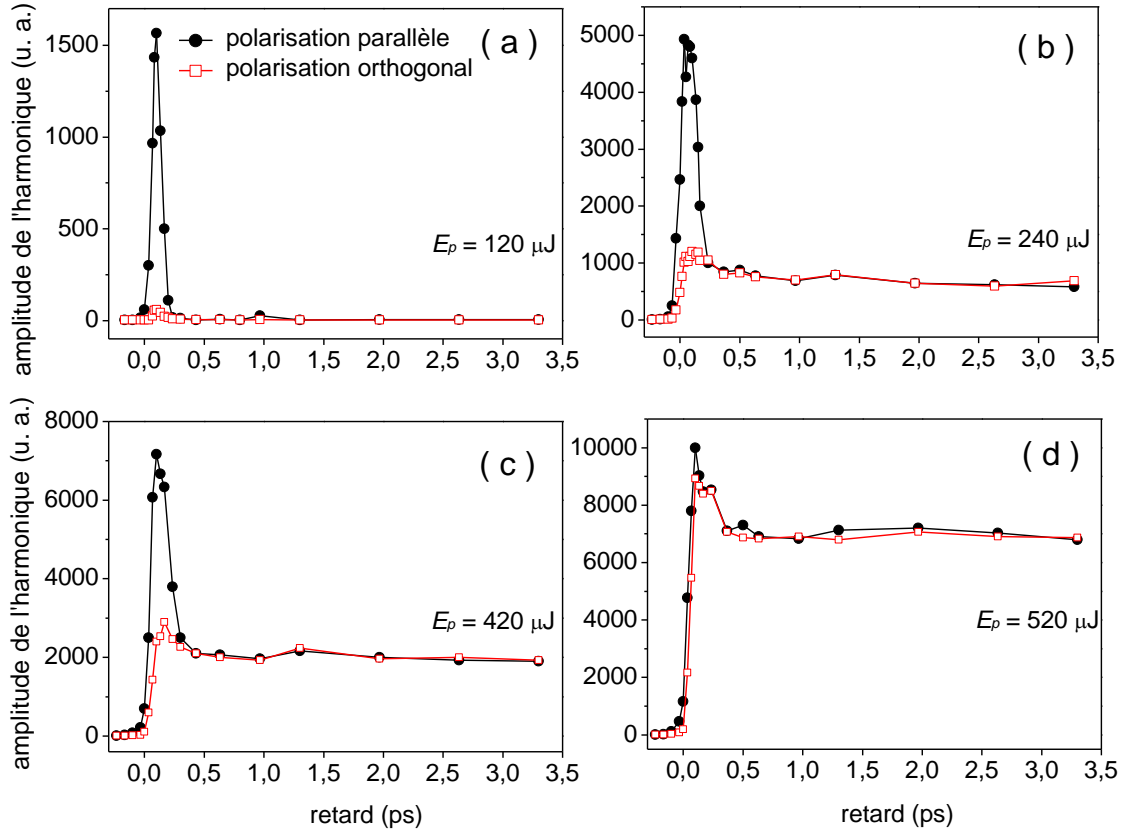


Figure 35: Signal de la troisième harmonique en fonction du retard τ_d pour différentes énergies et polarisations du faisceau pompe. L'angle φ entre les deux faisceaux est de 90° . L'énergie de l'impulsion signal est de $320 \mu\text{J}$.

Nous avons également mesuré le maximum d'augmentation de la troisième harmonique en fonction de l'énergie du faisceau pompe pour les deux polarisations. Les résultats sont présentés dans la Figure 36. En accord avec les premiers résultats, pour une énergie du faisceau pompe relativement faible ($< 500 \mu\text{J}$) les deux polarisations présentent une différence significative tandis qu'une augmentation similaire est observée pour des énergies de pompe plus élevées.

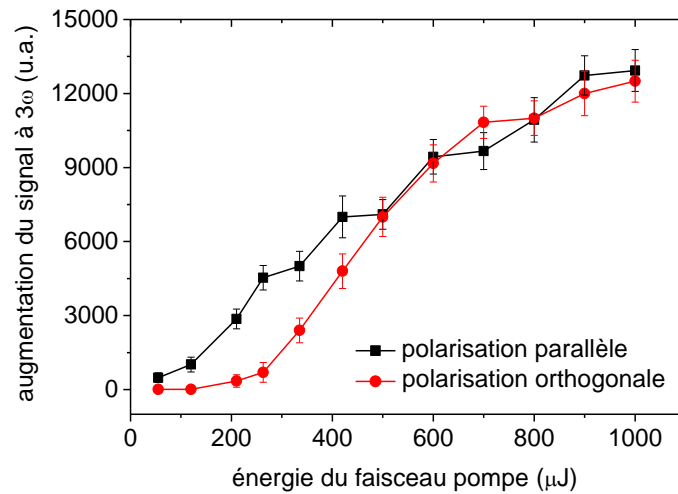


Figure 36: Augmentation de la troisième harmonique générée en fonction de l'énergie du faisceau pompe. L'énergie du filament signal est fixée à $330 \mu\text{J}$. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour la figure précédente.

On compare maintenant le signal à 3ω obtenu pour un filament se propageant librement avec le maximum de signal obtenu lorsque le filament signal est intercepté par un filament pompe de $300\ \mu\text{J}$. Les résultats sont présentés dans la Figure 37 (a). Pour une énergie du filament signal faible ($< 400\ \mu\text{J}$) une augmentation d'un facteur 100 est observée, alors que cet effet d'accroissement s'affaiblit graduellement jusqu'à disparaître lorsqu'on augmente l'énergie du filament signal.

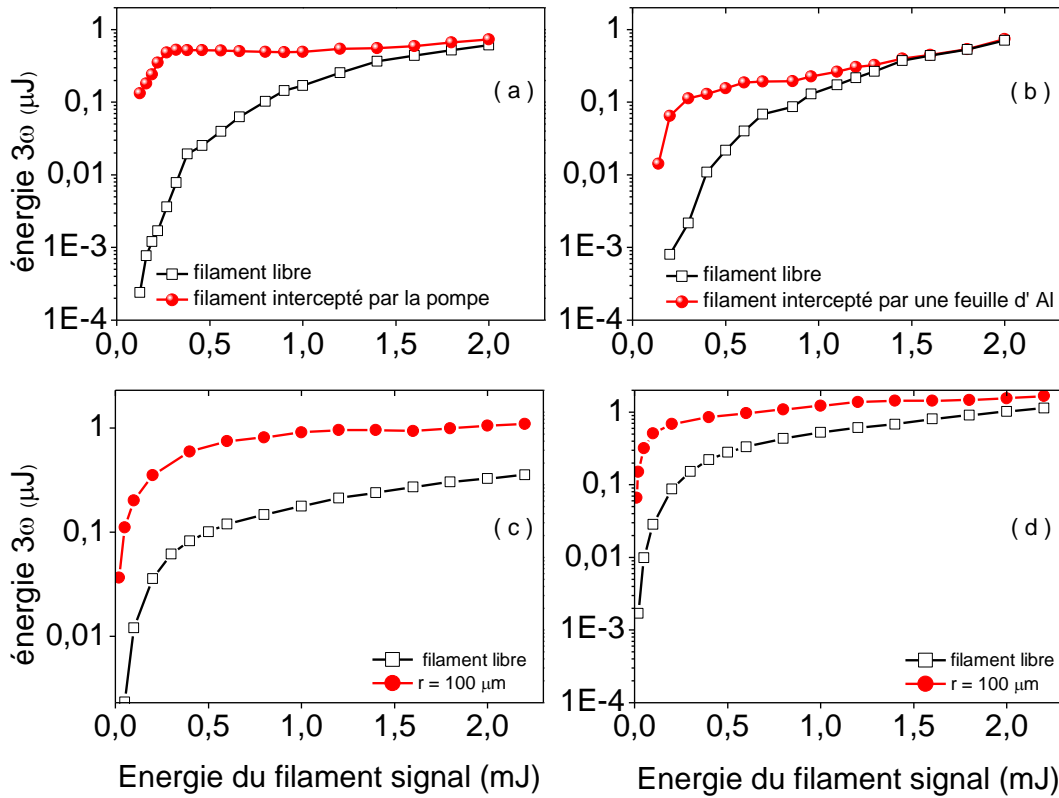


Figure 37 : (a) Signal à 3ω mesuré pour un filament signal se propageant librement en fonction de son énergie (carrés blanc) et pour un filament signal intercepté par un faisceau pompe de $300\ \mu\text{J}$ (rouge). (b) Même mesure que pour (a) avec le filament signal intercepté par une feuille d'aluminium percée. (c) Énergie calculée de la troisième harmonique provenant d'un filament signal se propageant librement (10 cm après le point focal) et maximum d'énergie à 3ω contenue dans une ouverture de $100\ \mu\text{m}$ en fonction de l'énergie du filament signal. L'indice non-linéaire est $n_2 = 3,2 \times 10^{-19}\text{cm}^2/\text{W}$. (d) Identique à (c) mais le coefficient non-linéaire est $n_2 = 1,8 \times 10^{-19}\text{cm}^2/\text{W}$.

Concernant le mécanisme responsable de l'augmentation de la troisième harmonique produite par filamentation, on peut trouver quelques indices dans la Figure 33. Dans cette figure on peut voir la longueur du filament signal décroître progressivement avec l'augmentation de l'énergie du faisceau pompe. De plus, on remarque que le maximum de troisième harmonique est obtenu lorsque le filament est le plus court. Cette observation suggère que la troisième harmonique générée dans la première partie du filament est annihilée par des interférences destructives avec la troisième harmonique générée par la deuxième partie du filament.

1.2.3 Interception du filament par un diaphragme en aluminium

Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons utilisé une autre méthode afin de réduire la longueur du filament signal en laissant la première partie de celui-ci non perturbée. On insère une feuille d'aluminium de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur dans le milieu d'un filament de 4 cm de longueur formé par une impulsion de $600\ \mu\text{J}$ focalisée par une lentille de focale $f = 1\ \text{m}$. Après deux secondes d'exposition au filament à une récurrence de $100\ \text{Hz}$, le cœur de celui-ci perce un trou dans la feuille d'aluminium et

commence à traverser partiellement la feuille. En conséquence, un diaphragme de faible ouverture est créé, dont le diamètre correspond au cœur intense du filament. Au cours de ce processus, on mesure l'évolution du signal de la troisième harmonique en fonction du temps d'exposition. Les résultats sont présentés dans la Figure 38. L'évolution du diamètre du diaphragme en fonction du temps d'exposition est aussi présentée en insert.

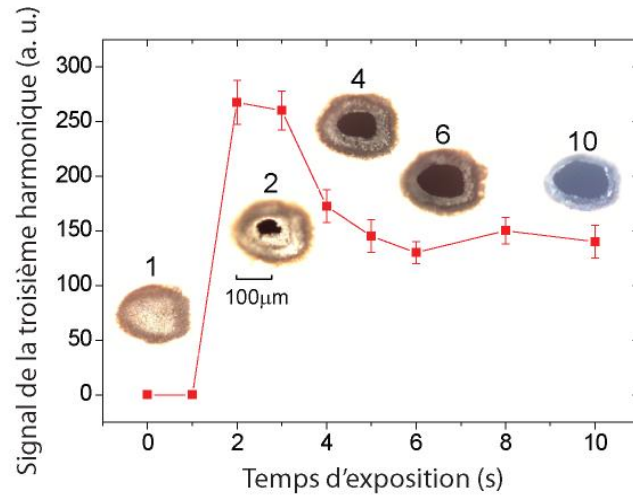


Figure 38 : Troisième harmonique générée après l'insertion d'une feuille d'aluminium de 150 μm d'épaisseur dans le centre d'un filament signal de 4 cm. En insert sont présentés des photographies de la feuille d'aluminium après exposition au filament, le nombre sur le dessus indique le temps d'exposition en secondes sachant que la cadence du laser est de 100 Hz.

Durant la première seconde le diamètre du diaphragme augmente graduellement avec le temps d'exposition, suivi par une phase de stabilité pendant laquelle le diamètre reste constant malgré l'accumulation des tirs laser. Cependant, l'énergie de la troisième harmonique est maximum pour un temps d'exposition de 2-3 s puis décroît fortement après 4 s d'exposition au laser lorsque le diamètre du diaphragme s'est élargi. Avec un faible diamètre de diaphragme ($\sim 60 \mu\text{m}$), correspondant à un temps d'exposition de 2 à 4 s, l'énergie contenue dans le réservoir entourant le centre du filament est en grande partie bloquée, interdisant la filamentation de se poursuivre après le diaphragme [Boyd 08, Liu 05a]. Dans un même temps, la troisième harmonique générée avant le diaphragme dans le cœur intense du filament est transmise à travers le diaphragme. Avec l'augmentation de l'ouverture du diaphragme, la puissance laser transmise à travers le diaphragme devient supérieure à P_{cr} . En conséquence, un filament parvient à subsister après le diaphragme [Liu 05a, Liu 05b] devenant une source additionnelle de troisième harmonique et contribuant à la totalité de la troisième harmonique récoltée au champ lointain. Par conséquent, la diminution de troisième harmonique après 3 s d'exposition (Figure 38) conduit à supposer que la troisième harmonique générée par le filament après le diaphragme est en opposition de phase par rapport à la troisième harmonique générée avant le diaphragme.

Afin de mesurer la quantité de troisième harmonique générée dans les différentes sections du filament, on déplace la feuille d'aluminium le long de celui-ci tout en mesurant le maximum de troisième harmonique correspondant. Les résultats sont présentés dans la Figure 39. Le total de troisième harmonique généré augmente dans la première partie du filament, pour atteindre un maximum au centre puis décroît sur la deuxième partie du filament. Cette observation conforte l'hypothèse selon laquelle l'émission de troisième harmonique générée dans la fin du filament interfère destructivement avec la troisième harmonique générée lors du début de la filamentation.

Cette hypothèse est aussi confirmée par l'expérience suivante. Le filament est tout d'abord intercepté en son milieu par le faisceau pompe, puis un diaphragme en aluminium préformé de 100 μm est placé après le croisement des deux faisceaux ; on mesure alors la troisième harmonique dans le champ lointain tout en déplaçant le diaphragme le long de l'axe de propagation z . Les résultats sont présentés dans la Figure 39 (courbe bleu ciel). Comme on peut le voir, la troisième harmonique générée reste constante après le point de croisement, au lieu de décroître rapidement comme c'est le cas pour un filament se propageant librement. Ceci suggère que le plasma plus dense créé à l'intersection des deux faisceaux agit comme un bloqueur qui va partiellement arrêter la filamentation et donc l'effet d'interférence.

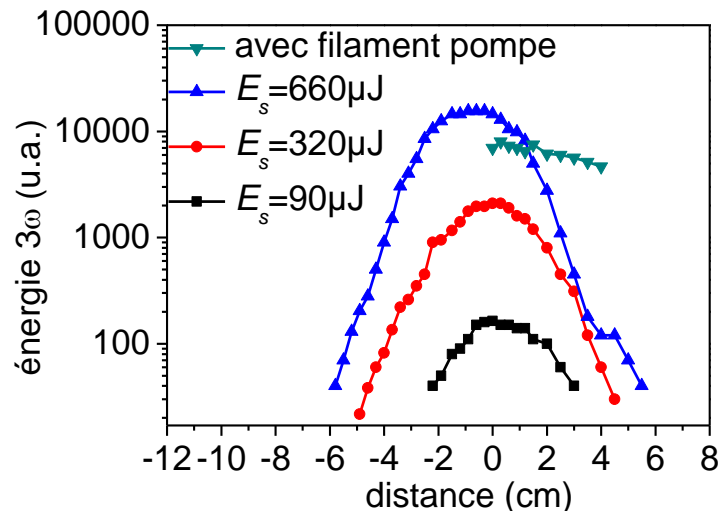


Figure 39 : Energie de la troisième harmonique récoltée après le diaphragme créé par le cœur du filament dans une feuille d'aluminium. Les résultats sont présentés pour trois énergies différentes de filament. Dans le cas où l'on utilise aussi un filament pompe, un diaphragme préformé est utilisé pour effectuer un scan après le croisement des deux filaments à $z = 0$. L'énergie des faisceaux signal et pompe est respectivement de 320 et 300 μJ .

On peut donc conclure que les rayonnements de troisième harmonique produits dans les parties amont et aval du filament sont opposés en phase, ce qui est à l'origine d'une grande partie de l'annulation de la troisième harmonique à la fin d'un filament non interrompu. En la présence d'un filament pompe interceptant le filament signal ou de tout autre objet perturbateur (diaphragme de petit diamètre, fin fil de cuivre, goutte d'eau...), le développement du filament est interrompu par l'obstacle, stoppant l'annihilation de la troisième harmonique par la fin du filament. Il en résulte une forte augmentation de la production globale de troisième harmonique par filamentation.

Finalement, on compare le maximum de troisième harmonique générée dans le filament en fonction de l'énergie du filament signal lorsque celui-ci est interrompu par le diaphragme en aluminium avec celle produite lors d'une filamentation non perturbée (Figure 37 (b)). Le comportement est le même que pour la Figure 37 (a), confirmant que le mécanisme est bien identique pour les deux méthodes permettant d'augmenter la génération de troisième harmonique.

1.3 Simulations numériques

1.3.1 Mise en équation du phenomena

Afin de comprendre comment se développe la production de troisième harmonique à l'intérieur d'un filament, des simulations ont été effectuées par Arnaud Couairon du Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique. Ces simulations sont basées sur une extension du modèle développé par Aközbek *et al.* [Aközbek 02]. Traditionnellement, la filamentation est modélisée en deux parties. L'évolution du champ laser est décrite par une équation de Schrödinger non-linéaire couplée à une équation décrivant l'évolution de la densité électronique dans le milieu ionisé. Dans le cadre de l'approximation selon laquelle l'onde est lentement variable appelé (SEWA, slowly evolving wave approximation [Brabec 97]) on décrit la focalisation spatio-temporelle et l'auto-raïdissement du pulse de façon satisfaisante. Le modèle consiste donc à appliquer la SEWA au modèle vectoriel complet pour le système couplé d'équations de propagation reliant l'impulsion fondamentale et sa troisième harmonique. Une dérivation similaire du modèle est décrite dans la référence [Couairon 06]. Le champ électrique est par conséquent écrit en termes de champ fondamental $E_{\omega_0}(\vec{r}, t, z)$ et troisième harmonique $E_{3\omega_0}(\vec{r}, t, z)$. On prend pour dimension du champ électrique $W^{1/2} \cdot \text{cm}^{-1}$.

On a donc :

$$E = E_{\omega_0} \exp[i(k_{\omega_0} z - \omega_0 t)] + E_{3\omega_0} \exp[i(k_{3\omega_0} z + \Delta k z - 3\omega_0 t)], \quad \text{I-1}$$

avec $k_{\omega_0} \equiv k(\omega_0)$, $k_{3\omega_0} \equiv k(3\omega_0)$, et $\Delta k = 3k(\omega_0) - k(3\omega_0) = -5 \text{ cm}^{-1}$ dans l'air à 800 nm, où $k(\omega)$ indique la relation de dispersion dans l'air [Peck 72]. Les équations de propagation pour les impulsions fondamentale et harmonique sont écrites dans le domaine de Fourier :

$$2iK_{\omega_0}(\omega) \frac{\partial \hat{E}_{\omega_0}}{\partial z} = -[\Delta_{\perp} + D_{\omega_0}] \hat{E}_{\omega_0} + i \frac{\omega^2}{c^2} \hat{N}_{K,\omega_0} - ik_{\omega_0} \hat{N}_{P,\omega_0} - \frac{\omega}{c} \hat{N}_{M,\omega_0}, \quad \text{I-2}$$

$$2iK_{3\omega_0}(\omega) \left(\frac{\partial \hat{E}_{3\omega_0}}{\partial z} - \Delta k \hat{E}_{3\omega_0} \right) = -[\Delta_{\perp} + D_{3\omega_0}] \hat{E}_{3\omega_0} + i \frac{\omega^2}{c^2} \hat{N}_{K,3\omega_0} - ik_{3\omega_0} \hat{N}_{P,3\omega_0} - \frac{\omega}{c} \hat{N}_{M,3\omega_0}. \quad \text{I-3}$$

Les termes dispersifs pour les deux composantes sont décrites par $D_{\omega_0} \equiv k^2(\omega) - K_{\omega_0}^2(\omega)$, où $K_{\omega_0}(\omega) \equiv k(\omega_0) + k'_{\omega_0}(\omega - \omega_0)$, $k'_{\omega_0} \equiv dk/d\omega|_{\omega_0}$ et $K_{3\omega_0}(\omega) \equiv k(3\omega_0) + k'_{\omega_0}(\omega - 3\omega_0)$. Aucun terme dispersif n'est tronqué à un ordre spécifique et comme les opérateurs dans les équations dépendent de la fréquence, le modèle est valide pour des impulsions allant jusqu'à un seul cycle optique [Brabec 97]. On peut noter que la dispersion de vitesse de groupe est incluse dans les termes dispersifs du modèle pour la troisième harmonique, puisque les impulsions fondamentales et harmoniques sont toutes deux propagées dans le référentiel de l'impulsion fondamentale : $\tau = t - k'_{\omega_0} z$, avec t le temps dans le référentiel du laboratoire. Comme l'a souligné Kolesik *et al.* dans la référence [11], la décomposition (1) du modèle suppose que le spectre du fondamental de la troisième harmonique ne se superposent pas. Cette hypothèse est vérifiée dans le cas présent. Les termes non-linéaires dans l'équation (2) et (3) décrivent :

- L'effet Kerr optique comprenant l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée, la génération de troisième harmonique et sa conversion inverse:

$$\begin{aligned} N_{K,\omega_0} &= 2in_{\omega_0}n_2 \left[(|E_{\omega_0}|^2 + 2|E_{3\omega_0}|^2) E_{\omega_0} + E_{\omega_0}^{*2} E_{3\omega_0} \right], \\ N_{K,3\omega_0} &= 2in_{3\omega_0}n_2 \left[(|E_{3\omega_0}|^2 + 2|E_{\omega_0}|^2) E_{3\omega_0} + E_{3\omega_0}^3/3 \right]. \end{aligned} \quad \text{I-4 (a,b)}$$

- L'absorption par le plasma et la défocalisation due au plasma pour l'impulsion fondamentale et la troisième harmonique :

$$\begin{aligned} N_{P,\omega_0} &= \sigma_{\omega_0} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E_{\omega_0}, \\ N_{P,3\omega_0} &= \sigma_{3\omega_0} (1 + i3\omega_0 \tau_c) \rho E_{3\omega_0}. \end{aligned} \quad \text{I-5 (a,b)}$$

- L'absorption non-linéaire multi-photonique pour les deux composantes

$$\begin{aligned} N_{M,\omega_0} &= n_{\omega_0} \beta_{K_{\omega_0}} |E_{\omega_0}|^{2K_{\omega_0}-2} E_{\omega_0}, \\ N_{M,3\omega_0} &= n_{3\omega_0} \beta_{K_{3\omega_0}} |E_{3\omega_0}|^{2K_{3\omega_0}-2} E_{3\omega_0}. \end{aligned} \quad \text{I-6 (a,b)}$$

Les différents paramètres utilisés dans les équations précédentes (4 à 6) représentent : l'indice linéaire de réfraction n_{ω_0} et $n_{3\omega_0}$, la section efficace pour le Bremsstrahlung inverse $\sigma_{\omega_0} = 5,5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ et $\sigma_{3\omega_0} = 6,1 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$, la section efficace pour l'absorption multi-photonique $\beta_{K_{\omega_0}} = 1,8 \times 10^{-94} \text{ cm}^{13} \cdot \text{W}^{-7}$ et $\beta_{K_{3\omega_0}} = 1,4 \times 10^{-26} \text{ cm}^{13} \cdot \text{W}^{-2}$, le nombre de photons nécessaires pour l'ionisation de l'oxygène pour la fréquence fondamentale et son harmonique, respectivement $K_{\omega_0} = 8$ et $K_{3\omega_0} = 3$, le temps caractéristique de collision dans l'air $\tau_c = 350 \text{ fs}$ et le coefficient d'indice non-linéaire de l'air n_2 . Deux jeux de simulation ont été réalisés pour deux valeurs de n_2 , $n_2 = 3,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ et $n_2 = 1,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$. La première valeur est plus appropriée pour des impulsions d'une durée de 50 fs, tandis que la seconde s'utilise pour des impulsions d'une durée plus courte telle que le rôle de l'effet Kerr retardé est négligeable. L'ionisation de l'air est décrite par l'équation modélisant l'évolution temporelle de la densité électronique ρ dans laquelle les termes sources correspondent à l'ionisation multi-photonique et l'ionisation par avalanche :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \left(\sigma_{K_{\omega_0}} |E_{\omega_0}|^{2K_{\omega_0}} + \sigma_{K_{3\omega_0}} |E_{3\omega_0}|^{2K_{3\omega_0}} \right) (\rho_{nt} - \rho) + \left(\sigma_{\omega_0} |E_{\omega_0}|^2 + \sigma_{3\omega_0} |E_{3\omega_0}|^2 \right) \frac{\rho}{U_i}, \quad \text{I-7}$$

où $\sigma_{K_{\omega_0}} = 3,7 \times 10^{-96} \text{ cm}^{16} \text{ W}^{-8} \text{ s}^{-1}$ et $\sigma_{K_{3\omega_0}} = 2,5 \times 10^{-28} \text{ cm}^6 \text{ W}^{-3} \text{ s}^{-1}$ correspondent aux sections efficaces pour l'ionisation multi-photonique pour les fréquences fondamentale et troisième harmonique ; ρ_{nt} correspond à la densité de molécules neutres d'oxygène, espèce principale ionisée dans l'air pour une intensité de quelques 10^{13} W/cm^2 et U_i indique son potentiel d'ionisation.

1.3.2 Evolution de l'impulsion selon l'axe de propagation

Dans la Figure 40, on peut voir l'évolution de l'impulsion fondamentale incidente et de la troisième harmonique générée pour une impulsion de faible énergie (1 pJ). On montre simultanément l'évolution du maximum d'intensité des impulsions fondamentale et troisième harmonique, leurs largeurs à mi-hauteur calculées à partir des distributions de fluence, et l'énergie contenue dans un cylindre d'un diamètre de 100 microns en fonction de la distance de propagation. Ce dernier paramètre permet d'imiter le diagnostic expérimental. La propagation de l'impulsion fondamentale est gouvernée par les lois de l'optique Gaussienne. On peut voir que l'énergie de la troisième harmonique croît alors progressivement avant le point focal pour décroître ensuite. De plus l'impulsion à 3ω oscille périodiquement en raison d'un déphasage. L'amplitude de ces oscillations décroît lorsque l'on diminue la zone focale géométrique du faisceau (zone de Rayleigh) comme c'est le cas dans nos expériences. Dans le champ lointain, toute l'énergie de la troisième harmonique est rendue à l'impulsion fondamentale. Ce comportement est principalement attribué au déphasage dit de Gouy, qui existe entre l'impulsion fondamentale et sa troisième harmonique [Ward 69, Aközbek 02, Boyd 08]. Ce déphasage de Gouy conduit aux interférences destructives entre les ondes à 3ω générées avant et après le point focal.

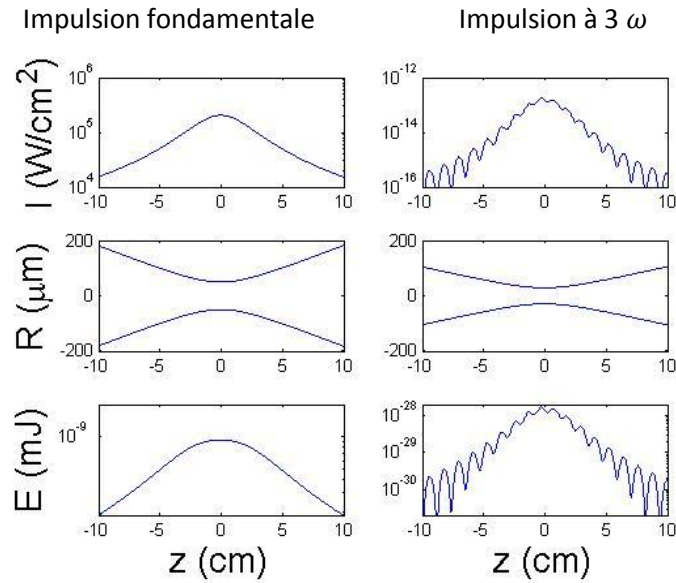


Figure 40 : Dynamique de propagation de l'impulsion fondamentale (première colonne) et de la troisième harmonique (seconde colonne) pour de faibles énergies. En première ligne est présenté le maximum d'intensité en fonction de la distance de propagation z . En seconde ligne, la largeur à mi-hauteur du faisceau en fonction de z , calculée à partir de la distribution de fluence pour le fondamental et le troisième harmonique. En troisième ligne, l'énergie contenue dans un cylindre d'un rayon de $100 \mu\text{m}$. L'énergie de l'impulsion fondamentale est de 1 pJ et son diamètre au point focal ($z = 0 \text{ cm}$) est de $100 \mu\text{m}$.

Les mêmes paramètres sont représentés dans la Figure 41, mais dans le cas d'un court filament. Les paramètres de calcul sont alors : impulsions d'énergies $100 \text{ et } 500 \mu\text{J}$ avec un diamètre au foyer de $30 \mu\text{m}$. L'impulsion fondamentale forme un court filament dont la longueur augmente avec l'énergie laser incidente. L'amplitude des oscillations de l'intensité de l'impulsion à 3ω lors de sa propagation est alors atténuée. Dans le cas où l'énergie de l'impulsion initiale est de $100 \mu\text{J}$ ou $500 \mu\text{J}$, il semble que la troisième harmonique générée décroisse légèrement après son maximum mais toute son énergie n'est pas rendue à l'impulsion fondamentale. Bien que l'énergie de l'impulsion à 3ω à la fin de la filamentation soit en dessous (de plusieurs décades) du maximum d'énergie atteint dans le filament, une énergie de plusieurs nanojoules est conservée pour une énergie initiale de $500 \mu\text{J}$. La largeur du faisceau à 3ω présente des discontinuités dans le régime non-linéaire. Ceci est dû au fait que le faisceau à 3ω comporte une composante axiale et conique, comme cela sera illustré plus tard. Seule la composante axiale rend son énergie à l'impulsion fondamentale, tandis que la composante conique pourvoit à la majeure partie de l'énergie de l'harmonique détectée à la fin de la filamentation.

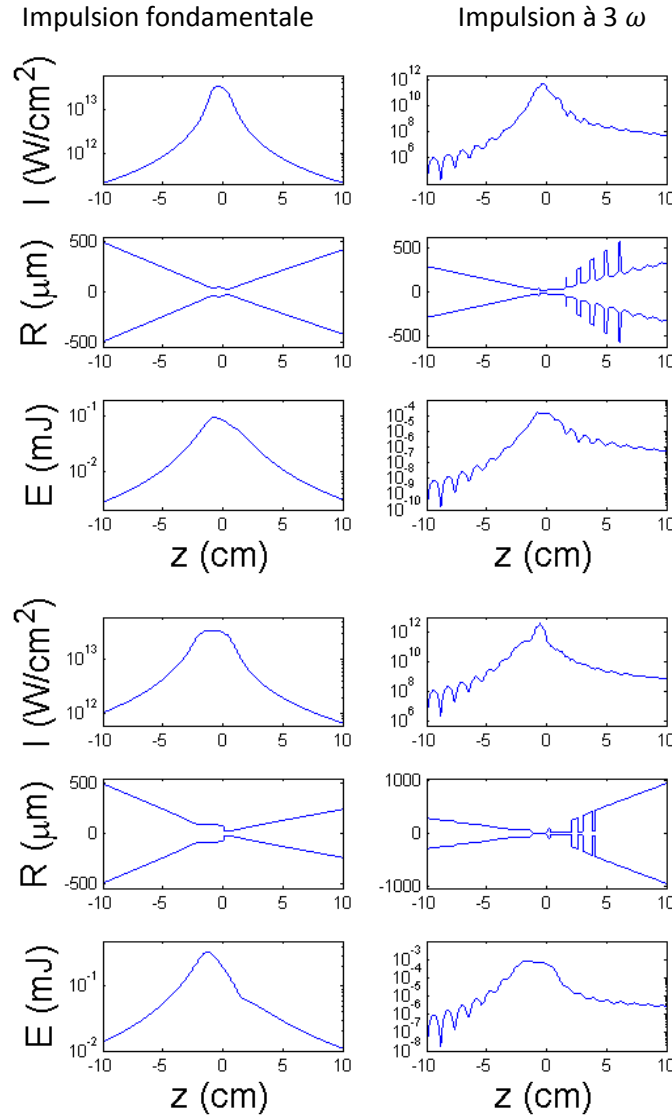


Figure 41 : Dynamique de propagation de l'impulsion fondamentale (première colonne) et de la troisième harmonique (seconde colonne) dans les conditions expérimentales décrites dans le texte. Les mêmes quantités que dans la Figure 40 sont représentées, cependant l'échelle logarithmique est utilisée dans la première et troisième ligne afin d'accentuer le fait que l'énergie contenue dans la troisième harmonique n'est pas entièrement restituée à la fin du filament.

Dans la Figure 37 (c, d) était présenté le champ à 3ω pour un filament entièrement développé et ce pour des impulsions dont l'énergie initiale varie de 0 mJ à 2,2 mJ. Afin de reproduire numériquement l'expérience avec le diaphragme en aluminium, on utilise dans la simulation numérique une ouverture numérique d'un diamètre de 100 μm et l'on contrôle le maximum d'énergie à 3ω contenue dans cette surface au cours de la filamentation. Ces résultats sont présentés dans la Figure 37 (c) pour un indice non-linéaire $n_2 = 3,2 \times 10^{-19} \text{cm}^2/\text{W}$ correspondant à une puissance critique de 3 GW, et dans la Figure 37 (d) pour un indice non-linéaire de $n_2 = 1,8 \times 10^{-19} \text{cm}^2/\text{W}$ correspondant à une puissance critique de 5 GW. Le bon accord entre les résultats expérimentaux et simulés confirme notre explication phénoménologique. Pour une énergie initiale faible, l'énergie de l'impulsion à 3ω croît rapidement avec l'augmentation de l'énergie de l'impulsion initiale mais lorsque cette dernière dépasse 500 μJ , l'énergie de la troisième harmonique continue d'augmenter avec celle de l'impulsion initiale mais moins rapidement. On note aussi que l'écart entre l'énergie

maximale passant au travers d'une ouverture de $100\ \mu\text{m}$ et l'énergie totale calculée à la fin du filament décroît lorsqu'on augmente l'énergie initiale de ω . Ceci est dû au fait que les non linéarités qui croissent avec l'augmentation de la longueur du filament réduisent les interférences destructives responsables de la reconversion de l'énergie contenue dans la composante axiale de l'impulsion à 3ω . En conséquence, la fraction d'énergie de troisième harmonique contenue dans la composante axiale est plus proche du maximum de l'énergie de la troisième harmonique pour des impulsions fondamentales d'énergie plus importante.

I.3.3 Evolution dynamique spatio-temporelle de l'impulsion

La Figure 42 montre l'évolution dynamique spatio-temporelle de l'impulsion fondamentale (première colonne) et de sa troisième harmonique (deuxième colonne) en fonction de la distance de propagation z ($z = 0$ correspondant au point focal) pour une énergie incidente de $500\ \mu\text{J}$. L'impulsion fondamentale présente une dynamique de filamentation classique, commençant par une auto-focalisation, suivie de la génération de plasma qui va défocaliser la partie arrière de l'impulsion (temps positifs) et former un faisceau ayant la forme d'un anneau entourant une partie centrale intense ; le processus de refocalisation ramène l'énergie contenue dans l'anneau dans la partie centrale. Cependant le profil de fluence à la fin de la filamentation montre toujours une intense partie centrale entourée d'un anneau.

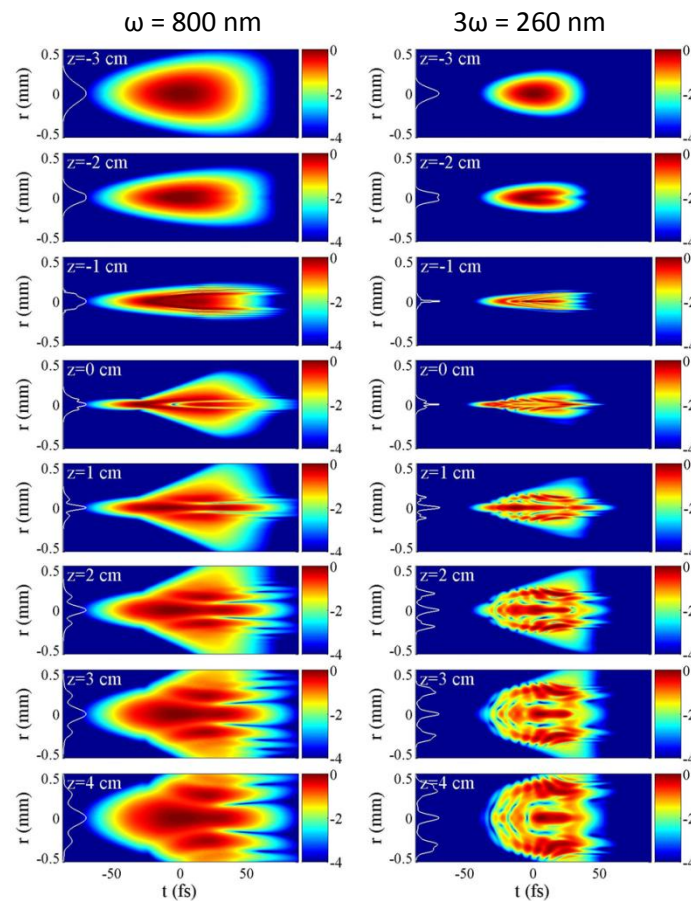


Figure 42 : Evolution spatio-temporelle (intensité en fonction des dimensions r coordonnée radiale et t temps) de l'impulsion fondamentale (première colonne) et de sa troisième harmonique (deuxième colonne) en fonction de la distance de propagation z pour une énergie incidente de $500\ \mu\text{J}$. Le waist devrait être de $30\ \mu\text{m}$ si la propagation avait été linéaire. Les courbes blanches intégrées sur la gauche de chaque figure représentent les profils de fluence.

L'évolution dynamique de l'impulsion à 3ω suit en partie celle de l'impulsion fondamentale puisque la première est générée par la seconde (dernier terme de l'équation (1-4)). Ce terme de génération joue le rôle le plus important parmi toutes les non-linéarités affectant l'impulsion à 3ω . La troisième harmonique forme un anneau que l'on peut voir sur le profil de fluence tracé en blanc sur le côté de chaque figure, car elle suit le profil du fondamental de façon non-linéaire. Comme cela a été démontré précédemment [Aközbek 02, Théberge 05, Théberge 07], cet anneau de troisième harmonique n'est pas seulement dû à l'anneau formé par l'impulsion fondamentale mais résulte aussi du processus d'accord de phase entre la composante axiale du faisceau fondamental et l'angle préférentiel pour l'émission d'une impulsion à 3ω .

On peut voir que la partie conique de l'impulsion à 3ω ne se superpose ni spatialement ni temporellement avec la partie conique de l'impulsion fondamentale. Cela confirme le fait que l'énergie de la troisième harmonique générée sous forme de cône ne peut revenir au faisceau pompe car le terme gouvernant le mélange à quatre ondes (dernier terme dans l'équation (4a)), qui devrait induire cette reconversion, est entravé en l'absence de superposition spatiale et temporelle. En revanche les parties axiales du fondamental et de la troisième harmonique se superposent sur la majeure partie de la filamentation, permettant ainsi la reconversion de l'impulsion à 3ω vers l'impulsion fondamentale.

1.4 Conclusion

Pour conclure, revenons aux divergences observées dans la littérature pour l'augmentation de la génération de troisième harmonique par filamentation laser interrompue par un filament pompe ou par un obstacle. On peut penser que les expériences précédentes annonçant une augmentation de la troisième harmonique à partir d'un court filament perturbé peuvent être interprétées de la même façon. Les résultats apparemment contradictoires concernant le retard et la polarisation des faisceaux incidents peuvent être conciliés si l'on considère les différents types de perturbations induites sur le filament. Pour des impulsions de faibles énergies, comme c'est le cas de la référence [18] et de notre Figure 35 (a), une augmentation de la génération de signal à 3ω est observée uniquement dans le cas d'une polarisation parallèle et pour un retard entre les deux impulsions n'excédant pas une centaine de femtosecondes. Ceci s'explique par le fait que l'élément bloquant le plasma est formé par l'interférence du faisceau pompe et du faisceau signal, agissant comme un réseau d'interférence efficace pour diffracter le faisceau signal. Cela nécessite que les faisceaux signal et pompe aient la même polarisation et qu'ils se superposent temporellement. Pour des énergies de faisceaux pompes plus importantes, l'effet de la polarisation et du retard entre les deux impulsions est quasi nul [Stundov 09, Stundov 10], comme pour les résultats présentés dans la Figure 35 (d). On observe peu d'effets car le faisceau pompe est maintenant suffisamment intense pour former son propre plasma capable de défocaliser efficacement le filament signal. La polarisation du faisceau pompe vis-à-vis du faisceau signal n'est donc plus critique car le filament signal ne participe plus à l'élaboration du bloqueur de plasma. Concernant les autres méthodes utilisées pour augmenter la génération de troisième harmonique par filamentation (utilisation d'une goutte d'eau ou d'un fin fil métallique pour bloquer partiellement le cœur du filament) le rôle de ces obstacles est aussi de perturber le développement du filament afin d'annuler la reconversion de la troisième harmonique vers le fondamental, comme cela a été souligné par les auteurs des références [Xi 09, Zhang 10].

Dans le cadre de ma thèse j'ai étudié la génération de troisième harmonique par filamentation laser et le moyen d'augmenter cette génération par le biais d'un faisceau pompe interceptant un filament. Des mesures systématiques de cette augmentation en fonction des différents paramètres expérimentaux, comme la polarisation du faisceau pompe, son retard et son énergie, ont été

effectuées. A partir de ces résultats, un modèle montrant que l'augmentation de la génération de troisième harmonique était obtenue en brisant le processus d'interférences destructeur de la troisième harmonique dans le filament a été développé. Des simulations numériques ont permis d'examiner l'évolution dynamique de la troisième harmonique générée dans le filament. Il est maintenant clair que pour des impulsions d'énergie relativement faible, c'est la phase de Gouy qui est le principal responsable de l'annulation de la troisième harmonique à l'intérieur du filament. Tandis que pour des impulsions plus énergétiques, la propagation non-linéaire domine largement l'effet de la phase de Gouy et une partie conséquente du signal de troisième harmonique survit jusqu'à la fin du filament, comme cela a été confirmé expérimentalement.

II. Contrôle de la génération de rayonnement TéraHertz par interaction entre deux filaments colinéaires

II.1 Méthodes de génération de rayonnement THz par filamentation laser

II.1.1 Filament simple

Depuis plusieurs années, de grand progrès ont été accomplis dans le développement de sources capables d'émettre dans le domaine THz. De nombreuses applications comme dans le domaine de la sécurité [Choi 04], de la santé [Pickwell 06] ou de la préservation d'œuvres d'art [Labaune 10] nécessitent d'éclairer une cible à distance avec une source THz cohérente et large bande. Il faut alors réussir à compenser la perte de rayonnement THz par absorption par la vapeur d'eau présente dans l'air. En effet, une impulsion THz autour de 1,5 THz est atténuée de 12,05 dB après 50 m de propagation dans l'air dans une atmosphère comprenant seulement 39,4% d'humidité [Linden 05]. L'un des moyens permettant de surmonter ce problème est d'utiliser la filamentation femtoseconde dans l'air comme source de rayonnement THz. La colonne de plasma formée par filamentation émet sous la forme d'une émission de transition Cherenkov, une radiation THz dans un cône creux orienté vers l'avant [D'Amico 07]. En effet, les électrons à l'intérieur du filament oscillent à la fréquence ω_{pe} telle que :

$$\nu_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \cong 0,2 \text{ THz} \quad \text{II-1}$$

avec $\rho_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ représentant la densité électronique à l'intérieure du filament, e la charge d'un électron, m_e la masse d'un électron, et ϵ_0 la permittivité du vide.

Comme cela sera détaillé plus en détail dans le chapitre V, il est aisé de déplacer longitudinalement le filament (d'une distance de quelques centimètres jusqu'au kilomètre). On peut alors "amener" la source de rayonnement THz à proximité d'une cible lointaine. Cependant, la filamentation laser n'est pas une source de rayonnement THz très efficace. En effet, le facteur de conversion de l'énergie laser vers les THz est très faible, de l'ordre de 10^{-9} . De plus, l'émission sous forme de cône et le fait que la polarisation soit radiale, fait que la filamentation laser comme source de rayonnement THz n'est pas très adaptée pour obtenir une intensité élevée, comme le montre la Figure 43.

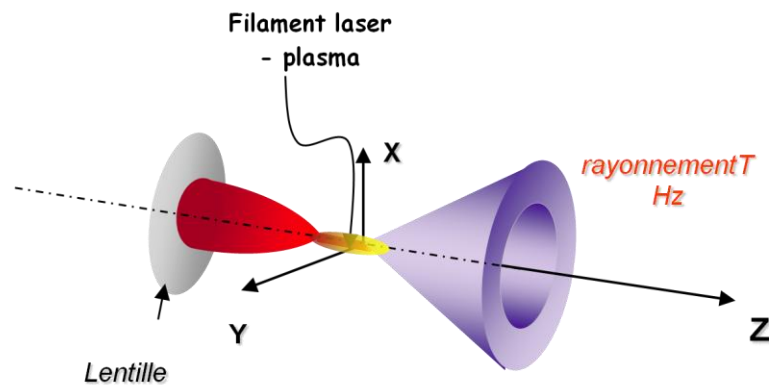


Figure 43 : schéma de principe du rayonnement THz émis par un simple filament

II.1.2 Application d'un champ électrique sur la colonne de plasma

On dispose cependant de moyens pour compenser les désavantages d'une source THz d'un simple filament laser. On peut par exemple appliquer un champ statique externe sur la colonne de plasma et augmenter ainsi l'intensité de l'émission THz par trois ordres de grandeur, tout en changeant sa forme. On a alors une émission THz linéairement polarisée dont le maximum d'intensité est émis selon l'axe de propagation laser [Houard 08]. Cependant cette méthode nécessite l'utilisation d'un champ électrique externe appliqué à l'endroit où l'impulsion se propage sous forme de filament et ne peut donc pas être considérée comme une source de rayonnement à distance dans le sens strict du terme. Une autre méthode consiste à utiliser une impulsion laser à deux couleurs, en propageant colinéairement une impulsion à ω avec son harmonique à 2ω avec suffisamment d'intensité pour ioniser l'air [Xie 06, Bartel 05, Wang 10]. Une efficacité de conversion de 10^{-5} peut alors être obtenue. Cependant, dans le cas d'une application visant une illumination à grande distance, la filamentation laser est inévitable pour des impulsions dont la puissance excède 5 GW. Une saturation de l'intensité THz générée apparaît alors en raison de la dispersion dans l'air entre les composantes à ω et 2ω du champ laser bi-couleur [Liu 09].

II.1.3 Bi-filamentation laser

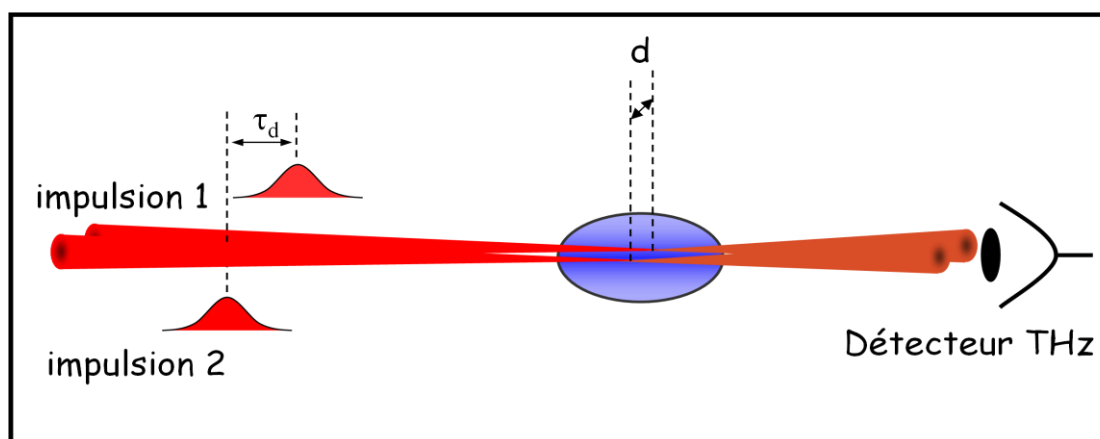


Figure 44 : schéma de principe de la bifilamentation laser

Enfin la dernière technique utilisée est nommée bifilamentation : deux filaments colinéaires se propageant à proximité l'un de l'autre sont créés à partir de deux faisceaux laser à 800 nm [Liu 07]. La bifilamentation émet 60 fois plus de rayonnement THz à 0,1 THz que l'émission produite par transition Cherenkov d'un filament simple. De plus, cette émission THz est orientée vers l'avant et sa

polarisation linéaire peut être contrôlée par l'orientation des deux filaments. Cette émission THz peut être modélisée par une ligne de transmission. La première impulsion forme une première colonne de plasma, dont la durée de vie est de l'ordre de quelques nanosecondes, correspondant au temps de recombinaison du plasma ; lorsque la seconde impulsion filamentaire à son tour son front d'ionisation induit un courant transverse entre les deux colonnes de plasma. Ce courant transverse oscillant à la fréquence plasma caractéristique de 0,2 à 1 THz est à l'origine de l'émission efficace de rayonnement THz vers l'avant. Cette méthode ne nécessite pas d'avoir un contrôle absolu du retard entre les deux impulsions, puisque la durée de vie du plasma est de plusieurs nanosecondes et que celui-ci est l'origine du phénomène. En revanche l'alignement entre les deux filaments est le point sensible de cette technique. Le bifilament n'émet plus de fort rayonnement THz si les deux filaments le composant sont disjointes ou s'ils se superposent complètement.

Dans la Figure 45 on peut voir la dépendance du rayonnement THz produit par bifilamentation par rapport à la séparation d entre les deux filaments dans le plan transverse. L'intensité du signal THz est mesurée à l'aide d'un détecteur hétérodyne sensible à la fréquence de 91 GHz avec une bande passante de 6 GHz, sur lequel est placée une lentille en Téflon de diamètre 3 cm afin de focaliser le rayonnement THz [Méchain 05]. Le détecteur hétérodyne était placé dans l'axe du laser après la filamentation et détectait pour un angle compris entre 0 et $0,8^\circ$ (Figure 44). Comme le suppose la modélisation du bifilament par une ligne de transmission, les résultats montrent qu'il existe une séparation optimum entre les deux filaments pour laquelle l'émission THz est maximum. Ce maximum apparaît lorsque les deux colonnes de plasma résultant de la filamentation sont sur le point d'être disjointes. L'alignement des deux filaments est effectivement un point critique de cette technique puisque le maximum et le minimum d'émission THz ne sont séparés que d'environ 100 μm alors que le diamètre de la colonne de plasma est estimé à 100-150 μm .

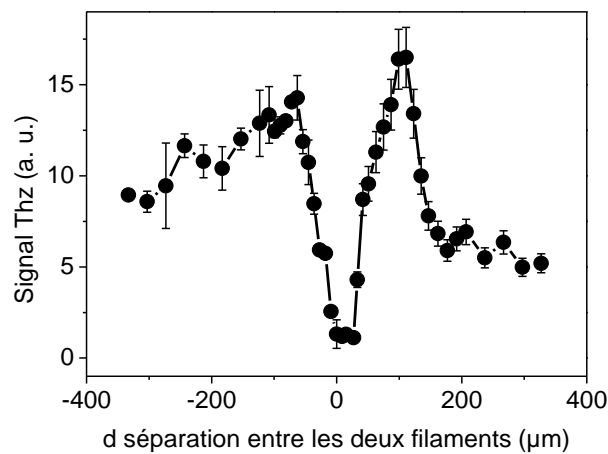


Figure 45 : Intensité du signal THz en fonction de la séparation d entre les deux filaments. Chaque filament est créé à partir d'une impulsion laser de 1,5 mJ et de durée 50 fs.

II.2 Contrôle de la distance entre deux filaments par alignement moléculaire

Des études récentes ont montré qu'il était possible de dévier à distance un filament de sa trajectoire en utilisant des résurgences d'indice de réfraction induites par une première impulsion qui ne nécessitent aucune application de champ externe [Varma 08, Calegari 08]. Une impulsion optique courte et intense permet d'aligner de façon éphémère des molécules dipolaires le long de la direction de polarisation du laser. D'un point de vue quantique, la plupart des états rotationnels des molécules ayant une composante le long du champ laser vont être excités avec une relation de phase fixe entre eux. De même que pour le verrouillage de mode d'un oscillateur laser femtoseconde, la somme de ces états de rotation va produire un brusque alignement qui se répétera de façon périodique. La période de ces alignements est déterminée à partir des constantes de rotation de chaque molécule. En raison des polarisabilités différentes des molécules à l'égard de leur orientation, ces alignements sont accompagnés par des changements retardés de l'indice de réfraction.

Calculons maintenant la contribution rotationnelle à la variation non-linéaire de l'indice de réfraction, $R(t)$. On exprime cette contribution rotationnelle pour des molécules linéaires (azote, oxygène) en fonction du temps et de chacun des niveaux de rotation excités :

$$R(t) = n_{2,rot} \sum_{J=0}^{\infty} F_J \sin(\omega_J t), \quad \text{II-2}$$

avec $n_{2,rot}$ l'amplitude totale de l'effet qui est donnée par la relation suivante

$$n_{2,rot} = 32\beta^2(\omega)\pi^2 \rho / (hcn_0), \quad \text{II-3}$$

et $\omega_J = 4\pi Bc(2J + 3)$ représentant la différence de fréquence angulaire entre les niveaux de rotation couplés J et $(J + 2)$, B la constante de rotation de chaque molécule, ρ la densité du gaz considéré, h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, n_0 l'indice de réfraction linéaire à la longueur d'onde laser étudiée et $\beta(\omega)$ l'anisotropie de la polarisabilité moléculaire [Ripoche 97]. La réponse $R(t)$ du gaz moléculaire correspond donc à la somme des réponses de chaque niveau de rotation. F_J exprime la contribution de chaque niveau de rotation excité par l'impulsion laser, tel que

$$F_J = \frac{Z_J(\rho_{J+2} - \rho_J)(J+1)(J+2)}{(2J+3)}, \quad \text{II-4}$$

avec ρ_J la population du niveau de rotation J et Z_J le coefficient dépendant de la molécule considérée et de la parité de J . Dans le cas de l'air, les deux molécules contribuant principalement sont l'azote et l'oxygène dont les périodes de résurgence d'alignement T sont respectivement 8,4 ps et 11,6 ps [Ripoche 97].

Dans la Figure 46 est présenté le résultat de ces calculs de $R(t)$ pour les molécules d'oxygène et d'azote. On distingue des résurgences d'alignement sous forme de pics étroits et intenses avec une période différente pour chaque molécule. Dans le cas de l'oxygène, on peut voir à 11,6 ps correspondant à une période d'alignement T une oscillation en sinus de la réponse. A 5,8 ps on remarque l'alignement inverse correspondant à la demi-période $T/2$. Deux autres temps sont remarquables au niveau de $T/4$ et $3T/4$, correspondant à des alignements perpendiculaires à la direction de polarisation du laser.

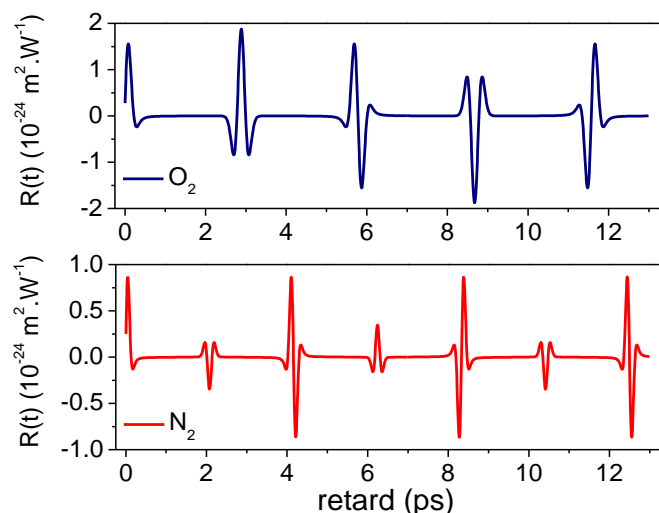


Figure 46 : $R(t)$ calculé à partir de l'équation II-2 pour les molécules d'oxygène (en haut) et d'azote (bas).

L'indice de réfraction suit les variations de $R(t)$; un second faisceau se propageant dans le sillage du premier sera influencé par la forte variation de l'indice de réfraction et subira alors un effet de lentille qui sera attractif ou répulsif suivant le signe du changement d'indice [Varma 08, Calegari 08]. Ceci suggère que l'on devrait être en mesure de contrôler à distance la séparation entre les deux filaments dans le processus de bifilamentation juste en changeant finement le retard entre les deux impulsions. Cette technique permettrait de corriger à distance un défaut d'alignement du filament, ou même de contrôler précisément le gain de l'impulsion THz générée par bifilamentation.

II.3 Contrôle de la génération de rayonnement THz par alignement moléculaire

Vérifions maintenant cette possibilité de contrôler la radiation THz émise par bifilamentation laser par simple action sur le retard entre les deux filaments. On utilise pour cette expérience le même système laser commercial Alpha 100 dont les caractéristiques principales sont : 50 fs de durée d'impulsion, 800 nm de longueur d'onde centrale et une énergie par impulsion de 15 mJ à un taux de répétition de 100 Hz. Les deux impulsions sont focalisées à l'aide de lentilles de distance focale $f = 1$ m. On mesure à l'aide d'un détecteur hétérodyne à 0,1 THz l'émission générée par un bifilament dans l'air en fonction du retard entre les deux filaments. Dans la Figure 47, on modifie le retard autour de la valeur de la demi-période correspondant à la résurgence d'alignement des molécules d'azote. Le résultat est comparé à celui obtenu dans l'argon.

Dans le cas de l'azote on observe une forte modulation de l'intensité du rayonnement THz autour de $t = 4,2$ ps, tandis que dans l'argon aucun effet n'est observé. En effet, l'argon étant un gaz monoatomique il ne peut subir des effets d'alignement/rotation de molécule. Cependant on confirme par cette première expérience que l'émission THz peut en effet être contrôlée par effet de lentille moléculaire puisque le phénomène apparaît précisément et uniquement au retard pour lequel il existe une résurgence d'alignement moléculaire. Ce premier résultat permet aussi de voir que l'on peut corriger à distance un désalignement du bifilament par effet de lentille moléculaire. En effet, avant le temps de l'alignement moléculaire le rayonnement THz n'était pas à son maximum. Celui-ci semble être atteint en variant le retard entre les deux impulsions.

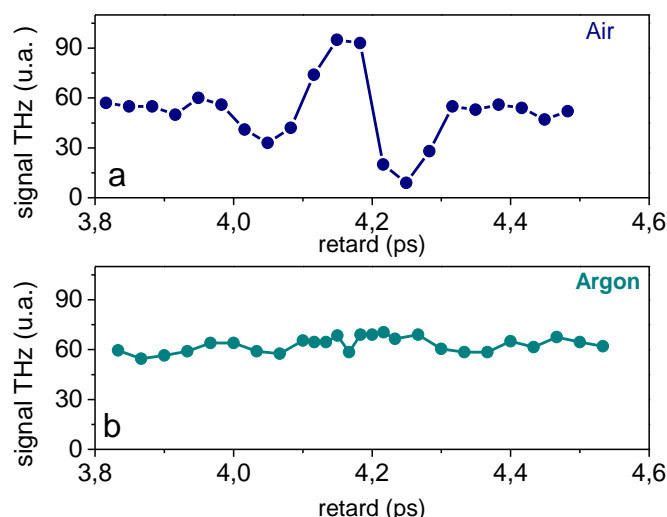


Figure 47 : Intensité du rayonnement THz produit par bifilamentation en fonction du retard entre les deux filaments lasers (impulsion d'énergie 2 mJ et de durée 50 fs) centré autour de la demi-période de résurgence d'alignement des molécules d'azote dans l'air (a) et dans l'argon (b).

On a de plus réalisé une série de mesures systématiques dans l'azote ou l'oxygène autour des périodes et des demi-périodes d'alignement moléculaire. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la Figure 48. Dans ce cas-ci, la séparation entre les deux filaments a été soigneusement optimisée pour obtenir un maximum de THz pour un retard auquel n'apparaît aucun effet de lentille moléculaire. En conséquence, un réglage fin du retard autour de la période de résurgence de l'alignement moléculaire ne peut conduire qu'à une baisse du rayonnement THz, car le second filament sera alors dévié de la distance optimale. Il existe cependant un délai bien défini où aucun changement net d'indice de réfraction n'apparaît, comme le montre la Figure 46, et pour lequel le signal THz optimal est retrouvé. C'est en effet le comportement expérimentalement observé dans la Figure 48.

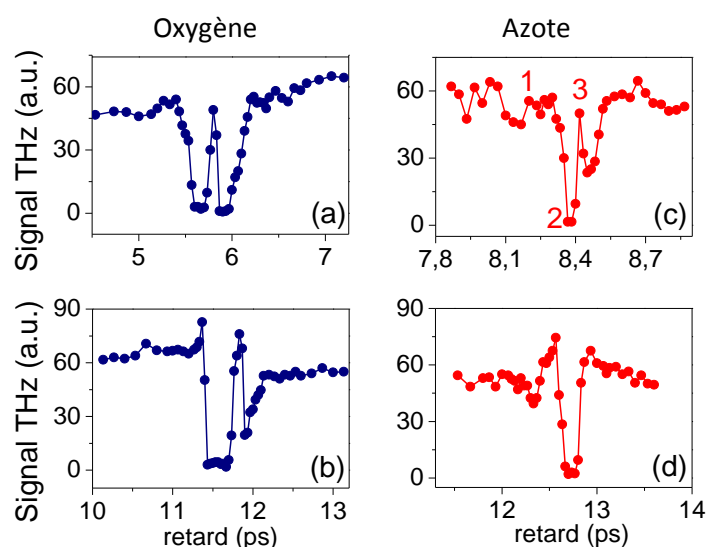


Figure 48 : (a) et (b) présentent l'intensité THz variant en fonction du retard entre les deux filaments ceci pour des valeurs proches de la période et de la demi-période de rotation de l'oxygène. (c) et (d) montrent les mêmes mesures mais effectuées dans l'azote et pour des valeurs de retard proches de la période et des 3/2 de la période de rotation de la molécule d'azote.

Afin de confirmer expérimentalement que la modulation de l'intensité THz est bien due à un effet de lentille moléculaire, des échantillons de verre ont été introduits dans le bifilament reflétant ainsi la disposition de ceux-ci. En effet, en endommageant le verre les filaments laissent une trace d'impact sur l'échantillon permettant à l'aide d'un microscope de contrôler la distance entre les deux filaments. La Figure 49 montre ces traces d'endommagements obtenues dans l'azote pour les trois retards caractéristiques spécifiés (1, 2, 3) dans la Figure 48 (c).

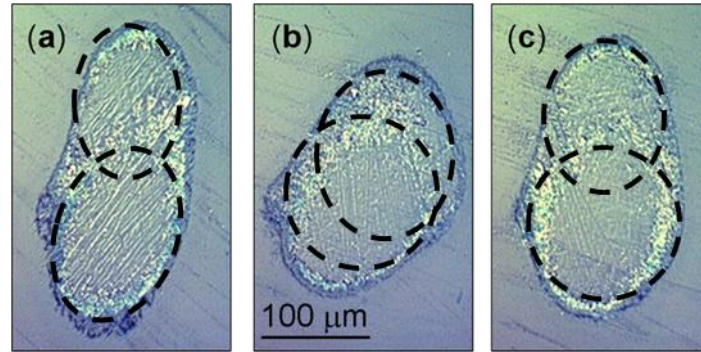


Figure 49 : (a), (b) et (c) résultats d'endommagement d'une plaque de verre introduite dans le bifilament formé dans l'azote aux trois retards respectivement indiqués (1, 2, 3) dans la figure précédente.

L'image de la Figure 49 (a) correspond à un retard de 8,15 ps. On peut discerner deux filaments limitrophes qui ont donc une séparation optimale ($\sim 100 \mu\text{m}$) pour la génération de rayonnement THz. Pour un retard de 8,32 ps, qui correspond alors à un minimum d'émission THz on peut clairement voir que les deux filaments ont fusionnés sous l'effet de lentille moléculaire positif, annulant ainsi la ligne de transmission et le rayonnement THz associé. Par la suite, pour un retard de 8,42 ps, correspondant au milieu du réalignement, l'indice de réfraction et par conséquent l'intensité de rayonnement THz reviennent à leur valeur initiale.

Pour conclure, ces expériences ont permis de démontrer l'influence des états quantiques de rotation des molécules sur le rayonnement THz émis par deux filaments se propageant conjointement. Un réglage fin du retard entre les deux impulsions laser permet alors de contrôler à distance la séparation entre les deux colonnes de plasma issues de la filamentation et donc de contrôler l'intensité THz émise.

Conclusion

Dans ce chapitre a été étudiée l'interaction entre deux filaments et ses conséquences sur la génération de rayonnements secondaires induit par filamentation tels que la génération de troisième harmonique et de rayonnement THz.

Dans un premier temps, nous avons pu mettre en évidence le mécanisme limitant la génération de troisième harmonique dans un filament, par l'utilisation d'un second filament interceptant le filament signal. En effet, dans le cas d'un filament court, la phase de Gouy conduit à une inversion de phase entre la troisième harmonique générée au début et à la fin du filament. Il advient alors un phénomène d'interférences destructives diminuant fortement le total de troisième harmonique pouvant être généré par filamentation. L'interaction entre deux filaments croisés permet alors d'augmenter la génération de troisième harmonique en interrompant le filament en son milieu.

Dans un second temps a été étudiée l'interaction de deux filaments se propageant colinéairement. Dans ce domaine un grand nombre de recherches avaient déjà été effectuées, mettant en avant le phénomène de lentille moléculaire qui permet de dévier un filament se propageant dans le sillage d'un filament le précédent temporellement. Les travaux effectués dans le cadre de ma thèse ont permis de mettre en application ce principe pour contrôler à distance la génération de rayonnement THz par bifilamentation, et ainsi contribuer à l'élaboration de la première source THz modulable permettant l'illumination de cibles à distance.

Références

- [Aközbek 02] N. Aközbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S. L. Chin, C. M. Bowden, “Third-Harmonic Generation and Self-Channeling in Air Using High-Power Femtosecond Laser Pulses”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 143901, 2002
- [Backus 96] S. Backus, J. Peatross, Z. Zeek, A. Rundquist, G. Taft, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, “16-fs, 1- μ J ultraviolet pulses generated by third-harmonic conversion in air”, *Opt. Lett.* **21**, 665-667, 1996
- [Bartel 05] T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, and T. Elsaesser, “Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes”, *Opt. Lett.* **30**, 2805-2807, 2005
- [Boyd 80] R. W. Boyd, “Intuitive explanation of the phase anomaly of focused light beams”, *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 877, 1980
- [Boyd 08] R.W. Boyd, “Nonlinear Optics”, Academic Press, San Diego, 3rd ed., 2008
- [Brabec 97] T. Brabec, F. Krausz, “Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282-3285, 1997
- [Calegari 08] F. Calegari, C. Vozzi, S. Gasilov, E. Benedetti, G. Sansone, M. Nisoli, S. De Silvestri, and S. Stagira, “Rotational Raman Effects in the Wake of Optical Filamentation”, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 123006, 2008
- [Choi 04] M. K. Choi, A. Bettermann and D. W. Van der Weide, “Potential for detection of explosive and biological hazards with electronic terahertz systems”, *Phil. trans. R. Soc. Lond. A* **362**, 337–349, 2004
- [Couairon 06] A. Couairon, E. Gaižauskas, D. Faccio, A. Dubietis, P. Di Trapani, “Nonlinear X-wave formation by femtosecond filamentation in Kerr media”, *Phys. Rev. E* **73**, 016608, 2006
- [Couairon 07] A. Couairon, A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media”, *Phys. Rep.* **441**, 47, 2007
- [Couairon 09] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Self-focusing : Past and Present Fundamentals and Prospects”, Springer Series : Topics in Applied Physics, Vol. **114**, R. Boyd, W. Lukishova, G. Svetlana, Y. R. Shen, Eds. (2009)
- [D’Amico 07] C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, “Conical Forward THz Emission from Femtosecond-Laser-Beam Filamentation in Air”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002, 2007
- [Fedotov 97] A. B. Fedotov, N. I. Koroteev, M. M. T. Loy, X. Xiao, A. M. Zheltikov, “Saturation of third-harmonic generation in a plasma of self-induced optical breakdown due to the self-action of 80-fs light pulses”, *Opt. Commun.* **133**, 587-595, 1997
- [Ganeev 06] R. A. Ganeev, M. Suzuki, M. Baba, H. Kuroda, I. A. Kulagin, “Third-harmonic generation in air by use of femtosecond radiation in tight-focusing conditions”, *Appl. Opt.* **45**, 748-755, 2006

- [Gouy 90] C. R. Gouy, “Sur une propriété nouvelle des ondes lumineuses”, C. R. Acad. Sci. Paris **110**, 1251, 1890
- [Houard 08] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V. T. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, “Strong Enhancement of Terahertz Radiation from Laser Filaments in Air by a Static Electric Field”, Phys. Rev. Lett. **100**, 255006, 2008
- [Kolesik 06] M. Kolesik, E. M. Wright, A. Becker, J. V. Moloney, “Simulation of third-harmonic and supercontinuum generation for femtosecond pulses in air”, Appl. Phys. B **85**, 531-538, 2006
- [Kortsalioudakis 05] N. Kortsalioudakis, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. D. Moustazis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. A. Papadogiannis, A. Couairon, S. Tzortzakis, “Enhanced harmonic conversion efficiency in the self-guided propagation of femtosecond ultraviolet laser pulses in argon”, Appl. Phys. B **80**, 211-214, 2005
- [Labaune 10] J. Labaune, J.B. Jackson, S. Pagès-Camagna, I.N. Duling, M. Menu, and G. Mourou, “Papyrus imaging with terahertz time domain spectroscopy”, Appl. Physics A **100**, 607-612, 2010
- [L’Huillier 93] A. L’Huillier, Ph. Balcou, “High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps 1053-nm laser”, Phys. Rev. Lett. **70**, 774, 1993
- [Linden 05] K. J. Linden and W. R. Neal, “Terahertz Laser Based Standoff Imaging System” in Proceedings of the 34th Applied Imagery and Pattern Recognition Workshop IEEE, 2005
- [Liu 05a] W. Liu, J. –F. Gravel, F. Théberge, A. Becker, S. L. Chin, “Background reservoir: its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air”, Appl. Phys. B **80**, 857-860, 2005
- [Liu 05b] W. Liu, F. Théberge, E. Arévalo, J. –F. Gravel, A. Becker, S. L. Chin, “Experiment and simulations on the energy reservoir effect in femtosecond light filaments”, Opt. Lett. **30**, 2602-2604, 2005
- [Liu 07] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, and A. Mysyrowicz, “Terahertz Radiation Source in Air Based on Bifilamentation of Femtosecond Laser Pulses”, Phys. Rev. Lett. **99**, 135002, 2007
- [Liu 09] Y. Liu, A. Houard, M. Durand, B. Prade, and A. Mysyrowicz, “Maker fringes in the Terahertz radiation produced by a 2-color laser field in air”, Opt. Express **17**, 11480-11485, 2009
- [Macklin 93] J. J. Macklin, J. D. Kmetec, C. L. Goudon, “High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses”, Phys. Rev. Lett. **70**, 766, 1993
- [Méchain 05] G. Méchain. « Study of filamentation of femtoseconde laser pulses in air. » Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 2005
- [Peatross 98] J. Peatross, S. Backus, J. Zhou, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, “Spectral-spatial measurements of fundamental and third-harmonic light of intense 25-fs laser pulses focused in a gas cell”, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 186-192, 1998
- [Peck 72] E. R. Peck, K. Reeder, “Dispersion of Air”, J. Opt. Soc. Am. **62**, 958-962, 1972
- [Pickwell 06] E. Pickwell and V. P. Wallace, “Biomedical applications of terahertz technology”, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R301-R310, 2006

- [Ripoche 97] J.-F. Ripoche, G. Grillon, B. Prade, M. Franco, E. Nibbering, R. Lange and A. Mysyrowicz, "Determination of the time dependence of n_2 in air", *Opt. Commun.* **135**, 310-315, 1997
- [Steingrube 09] D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, M. Kovačev, "Generation of high-order harmonics with ultra-short pulses from filamentation", *Opt. Express* **17**, 16177-16182, 2009
- [Stundov 09] S. Suntsov, D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, S. Tzortzakis, "Efficient third-harmonic generation through tailored IR femtosecond laser pulse filamentation in air", *Opt. Express* **17**, 3190-3195, 2009
- [Stundov 10] S. Suntsov, D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, S. Tzortzakis, "Filamentation-induced third-harmonic generation in air via plasma-enhanced third-order susceptibility", *Phys. Rev. A* **81**, 033817, 2010
- [Théberge 05] F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu, J. -F. Gravel, S. L. Chin, "Third harmonic beam profile generated in atmospheric air using femtosecond laser pulses", *Opt. Commun.* **245**, 399-405, 2005
- [Théberge 07] F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu, J. Filion, S. L. Chin, "Conical emission and induced frequency shift of third-harmonic generation during ultrashort laser filamentation in air", *Opt. Commun.* **276**, 298-304, 2007
- [Varma 08] S. Varma, Y.-H. Chen, and H. M. Milchberg, "Trapping and Destruction of Long-Range High-Intensity Optical Filaments by Molecular Quantum Wakes in Air", *Phys. Rev. Lett.* **101**, 205001, 2008
- [Wang 10] T.-J. Wang, S. Yuan, Y. Chen, J.-F. Daigle, C. Marceau, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, and S.L. Chin, "Toward remote high energy terahertz generation", *Appl. Phys. Lett.* **97**, 111108, 2010
- [Ward 69] J. F. Ward, G. H. C. New, "Optical Third Harmonic Generation in Gases by a Focused Laser Beam", *Phys. Rev.* **185**, 57-72, 1969
- [Yang 03] H. Yang, J. Zhang, J. Zhang, L. Z. Zhao, Y. J. Li, H. Teng, Y. T. Li, Z. H. Wang, Z. L. Chen, Z. Y. Wei, J. X. Ma, W. Yu, Z. M. Sheng, "Third-order harmonic generation by self-guided femtosecond pulses in air", *Phys. Rev. E* **67**, 015401(R), 2003
- [Yang 09] X. Yang, J. Wu, Y. Peng, Y. Tong, S. Yuan, L. Ding, Z. Xu, H. Zeng, "Noncollinear interaction of femtosecond filaments with enhanced third harmonic generation in air", *Appl. Phys. Lett.* **95**, 111103, 2009
- [Xie 06] X. Xie, J. Dai, and X.-C. Zhang, "Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 075005, 2006
- [Xi 09] T. T. Xi, X. Lu, and J. Zhang, "Enhancement of third harmonic emission by interaction of two colored filament with droplet in air", *Opt. Commun.* **282**, 3140-3143, 2009
- [Zhang 10] Z. Zhang, X. Lu, Y. Zhang, M. Zhou, T. Xi, Z. Wang, J. Zhang, "Enhancement of third-harmonic emission from femtosecond laser filament screened partially by a thin fiber" *Opt. Lett.* **35**, 974-976, 2010

Filamentation dans les solides : Influence de la dispersion

Sommaire

Introduction	84
I. Grandeurs caractéristiques	85
I.1 Indice de réfraction	85
I.2 Puissance critique	85
I.3 Dispersion	86
I.4 Potentiel d'ionisation	87
II. Filamentation dans les solides en régime de dispersion normale.....	88
II.1 Dispositif expérimental	88
II.2 Elargissement spectral	89
II.3 Etude de la polarisation de l'émission conique : cas du CaF_2	90
II.4 Evolution temporelle et spectrale.....	93
III. Filamentation dans les solides en régime de dispersion nulle et anormale	95
III.1 Dispersion nulle.....	95
III.1.1 Caractérisation fréquentielle.....	96
III.1.2 Evolution temporelle.....	97
III.2 Dispersion anormale	98
III.2.1 Caractérisation fréquentielle.....	99
III.2.2 Caractérisation spatiale.....	100
III.2.3 Evolution temporelle.....	101
Conclusion	103
Références.....	104

Introduction

Dans le premier chapitre était évoquée la possibilité de filamenter dans différents milieux transparents. Dans les chapitres précédents la filamentation dans les gaz et principalement dans l'air a été étudiée.

Le but de ce chapitre est de caractériser la filamentation laser dans différents solides transparents, tels que la silice, le CaF_2 et le ZnSe (Figure 50). De façon générale l'indice non-linéaire dans les solides est de trois ordres de grandeur supérieur aux indices non-linéaires que l'on peut trouver dans les gaz. Les non-linéarités sont donc plus importantes dans les solides, le continuum de lumière créé lors de la filamentation est alors plus étendu et plus stable en comparaison de celui obtenu dans l'air. Parmi les nombreuses applications possibles pour ce continuum de lumière blanche, on trouve la spectroscopie large bande résolue en temps, en émission et en absorption [Alfano], la compression temporelle d'impulsion optique [Alfano] et l'amplification paramétrique optique (OPA) [Wilson 97].

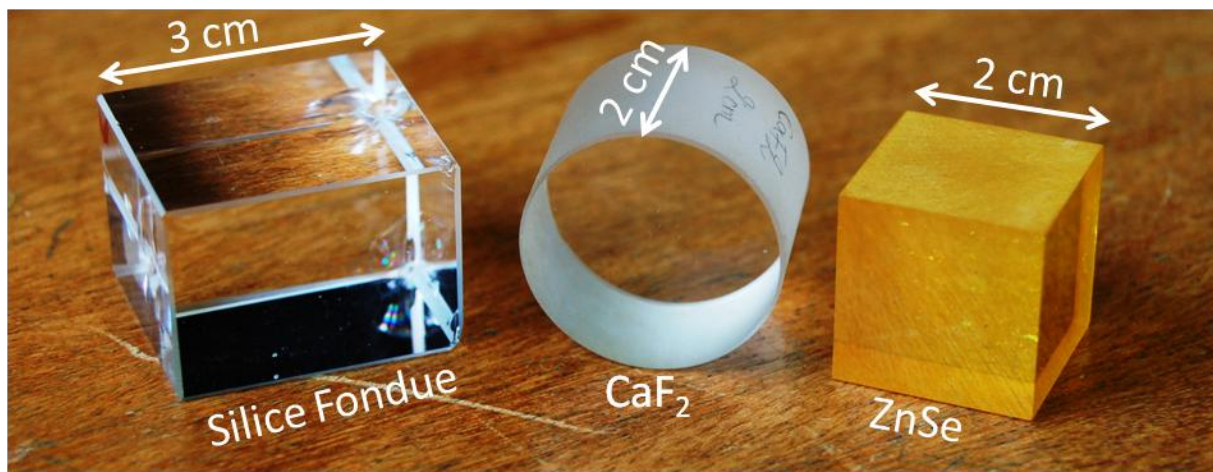


Figure 50 : Photographie des différents solides étudiés

De plus, dans les solides la puissance nécessaire pour amorcer la filamentation est de l'ordre du MW. On peut donc générer des filaments plus facilement, ceci va nous permettre grâce à un OPA commercial de créer des filaments à différentes longueurs d'onde. Nous avons ainsi généré des filaments pour des longueurs d'onde allant de 800 nm à 2 μm . Ceci nous a permis d'étudier la filamentation dans différents régimes de dispersion. En effet, dans le cas de la silice, la longueur d'onde de dispersion nulle, (valeur pour laquelle le signe de la dispersion s'inverse), est 1270 nm. Ainsi, nous verrons que le comportement de la filamentation est fortement influencé par le régime de dispersion.

I. Grandeurs caractéristiques

Les différents solides que nous allons étudier sont des matériaux optiques couramment utilisés. Ils sont de plus transparents dans l'Infrarouge. Le ZnSe et le CaF₂ sont sous forme cristalline alors que la silice est amorphe. L'échantillon de silice étudié a été purifié pour en retirer l'eau, il est dit de qualité Hérasil. Commençons par définir les grandeurs caractéristiques dans ces différents solides, ainsi que l'évolution de leurs caractéristiques en fonction de la longueur d'onde considérée.

I.1 Indice de réfraction

On peut trouver dans les ouvrages comme le handbook of physics et quelques sites internet tels que <http://refractiveindex.info> les valeurs d'indice de réfraction. D'après les calculs de [Sheik-Bahae 90], la variation de l'indice de réfraction non-linéaire des différents matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde peut aussi être déduite.

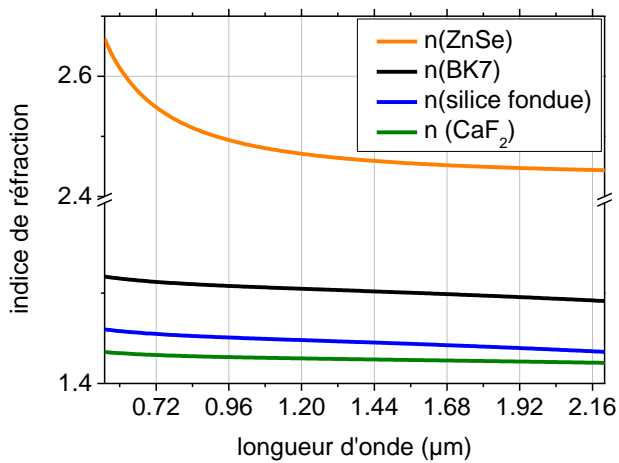


Figure 51 : Indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde.

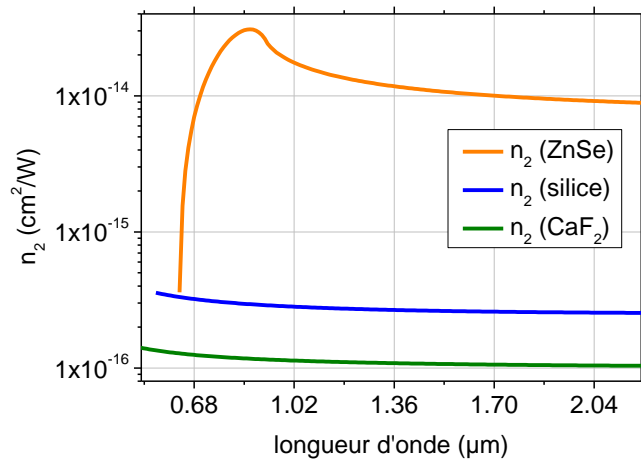


Figure 52 : Indice non-linéaire de réfraction en fonction de la longueur d'onde.

On peut voir que les solides comme la silice, le BK7 et le CaF₂ ont des comportements très similaires, contrairement au ZnSe utilisé pour réaliser des optiques dans la bande infrarouge et qui ne transmet pas tout le spectre visible, comme le montre le fort accroissement de la courbe d'indice de réfraction à partir de 0,6 μm .

I.2 Puissance critique

A partir de ces données, nous pouvons estimer la puissance nécessaire pour filamenter dans les différents matériaux à différentes longueurs d'onde. On utilise pour cela la formule de Marburger [Marburger] :

$$P_{cr} = \frac{0,148\lambda^2}{n_0 n_2}, \quad \text{I-1}$$

où n_0 est l'indice de réfraction du milieu, n_2 (m^2/W) l'indice non-linéaire et λ (m) la longueur d'onde considérée. On peut donc en déduire la valeur de la puissance critique P_{cr} (W) de filamentation dans chaque matériau en fonction de la longueur d'onde.

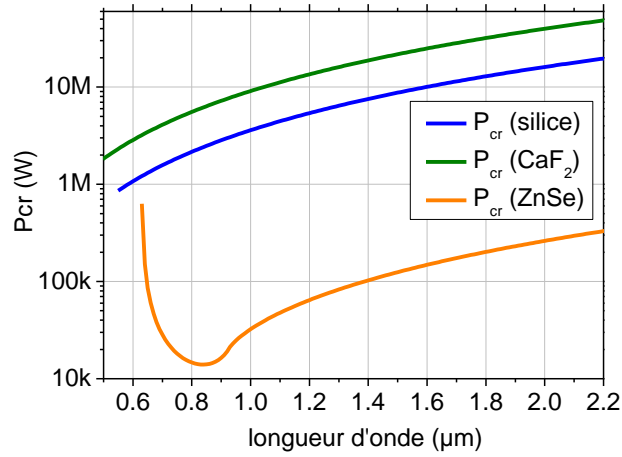


Figure 53 : P_{cr} , puissance critique nécessaire à la filamentation pour chaque matériau en fonction de la longueur d'onde.

1.3 Dispersion

Dans ce chapitre, nous expliciterons le rôle de la dispersion, qu'elle soit normale (positive) ou anormale (négative) lors du processus de filamentation. Dans le cas d'une dispersion dite normale les plus basses fréquences se propagent plus rapidement que les hautes fréquences. Afin de se représenter les différents cas de dispersion, étudions le signe de k'' tel que :

$$k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}, \quad \text{I-2}$$

avec k le vecteur de l'onde considérée et ω sa pulsation. La Figure 54 montre l'évolution de k'' en fonction de la longueur d'onde et pour différents solides.

La dispersion des différents matériaux est obtenue à partir de la relation entre l'indice de réfraction et la longueur d'onde $n(\lambda)$ explicitée dans la Figure 51. D'après la relation de Sellmeier :

$$n^2 - 1 = \frac{C_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2^2} + \frac{C_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_4^2} + \frac{C_5 \lambda^2}{\lambda^2 - C_6^2} \quad \text{I-3}$$

avec λ la longueur d'onde considérée, n l'indice de réfraction et C_n des coefficients réels tels que pour la silice :

$$C_1 = 0,6961663; C_2 = 0,0684043; C_3 = 0,4079426; C_4 = 0,1162414; C_5 = 0,8974794; C_6 = 9,896161$$

A partir de cette relation, on en déduit $k''(\lambda)$, en effectuant la dérivée seconde par rapport à ω , sachant que $k = 2\pi n/\lambda = n\omega/c$.

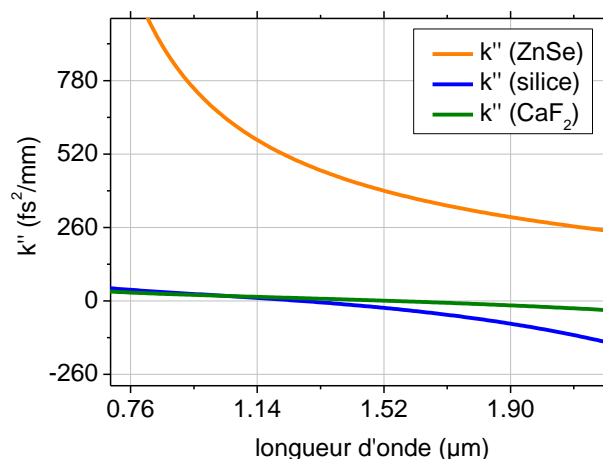


Figure 54 : Dérivée de la vitesse de groupe par rapport à ω en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux.

Le changement de signe de la dispersion (dispersion nulle) pour la silice se situe autour de 1,27 μm , et autour de 1,55 μm pour le CaF_2 . Dans le cas de la silice, avant 1,27 μm , la dispersion est dite normale, après elle est dite anormale. On voit que pour le ZnSe la dispersion reste toujours positive dans cette gamme de longueur d'onde.

1.4 Potentiel d'ionisation

Brodeur *et al.* ont observé en 1998 que le potentiel d'ionisation du solide transparent dans lequel la filamentation avait lieu, influait sur le continuum de lumière blanche généré. Leurs expériences ont permis de constater que plus l'énergie nécessaire pour amener un électron de la bande de valence à la bande de conduction, E_{gap} était élevée, plus le continuum généré était étendu spectralement [Brodeur 98, Brodeur 99]. Ainsi les matériaux tels que le CaF_2 ou la silice fondue sont intéressants pour la génération de continuum de lumière blanche (Tableau 4).

Milieu	CaF_2	Silice Fondue	ZnSe
E_{gap} (eV)	10,2	7,5	2,4
Elargissement Anti-stokes $\Delta\omega$ (cm^{-1}) [Brodeur 98]	18300	13500	0

Tableau 4 : Elargissement spectral et énergie d'ionisation pour les différents solides étudiés.

Nagura *et al.*, ont proposé en 2002 que cette dépendance de l'élargissement spectral par auto-modulation de phase lors de la filamentation laser par rapport à E_{gap} était due à la compétition qui existe entre l'auto-modulation de phase et l'absorption à deux photons. Ainsi, l'élargissement spectral créé lors de la filamentation laser par auto-modulation de phase dépend de E_{gap} qui est propre à chaque milieu mais aussi de la longueur d'onde λ_0 utilisée pour filamenter. Ils ont pu conclure qu'il existe un seuil pour la génération de continuum fixé par la relation :

$$\frac{E_{\text{gap}}}{h\nu_0} = 2, \quad \text{I-4}$$

avec $h\nu_0$ l'énergie du photon incident.

Ce seuil provient donc la compétition entre l'auto-modulation de phase et l'absorption à deux photons. Il ne limite pas uniquement la génération de continuum dans les solides mais aussi la

filamentation laser dans les gaz [Couairon 07]. En effet, Couairon *et al.* affirment que pour un faible potentiel d'ionisation $U_i < 3h\nu_0$, dans le cas de la filamentation laser dans les gaz on considère le potentiel d'ionisation U_i , l'atténuation de l'impulsion par absorption à deux ou trois photons est trop importante pour permettre la formation d'un filament.

Lors de l'étude de la filamentation en fonction du régime de dispersion, nous allons faire varier la longueur d'onde de l'impulsion laser incidente. Il est donc important de connaître ces paramètres. De plus, on peut voir que la filamentation laser dans le ZnSe n'est pas possible à 800 nm puisqu'il ne remplit pas les conditions précisées précédemment. Afin d'espérer filamenter dans le ZnSe, il faut augmenter la longueur d'onde pour pouvoir s'affranchir de l'absorption à deux photons.

II. Filamentation dans les solides en régime de dispersion normale

La filamentation dans les solides en dispersion normale a été longuement étudiée. En effet, les lasers femtoseconde qui sont tous basés sur le Titane:Saphir génèrent des impulsions à 800 nm donc dans le domaine de dispersion normale. Le plus souvent la filamentation a ensuite été étudiée à différentes longueurs d'ondes en doublant ou triplant la fréquence de l'impulsion initiale à l'aide d'un cristal non-linéaire tel que le BBO, donc toujours dans un régime de dispersion normale. La filamentation dans le régime de dispersion normale est un phénomène ayant fait l'objet de nombreuses publications aussi bien dans les solides que dans les liquides et les gaz [Faccio 06a, 06b, 08], [Théberge 08], [Maioli 09]. Dans cette partie, je reviens sur les principales caractéristiques de la filamentation laser à 800 nm afin de pouvoir ensuite la comparer à celle obtenue en régime de dispersion anormale et pour préparer les campagnes de mesures qui ont été effectuées à grande distance au Canada dont les résultats sont détaillés dans le chapitre V.

II.1 Dispositif expérimental

Pour les expériences de filamentation dans les solides, nous avons utilisé le laser construit au LOA appelé « laser de la salle rouge » qui alimente un OPA commercial « Palitra » construit par la société Quantronix. Le laser de la salle rouge délivre des impulsions de 9 mJ, d'une durée de 38 fs, à 810 nm et à la cadence de 1 kHz. L'OPA commercial Palitra permet de convertir des impulsions vers différentes longueurs d'onde allant de 400 nm à 2,5 μm pour des durées d'impulsion de l'ordre de 50-100 fs. L'énergie des impulsions est de l'ordre de 100 μJ , et elle varie en fonction de la longueur d'onde. On utilise un filtre passe haut pour séparer l'impulsion pompe à 800 nm de l'impulsion émise par l'OPA, puis grâce à un filtre passe-haut (ou passe-bas) à 1,6 μm l'idler est séparé du signal (et inversement). On focalise le faisceau sur la face d'entrée de l'échantillon à l'aide d'une lentille (L_1) en silice et de focale 20 cm. Une deuxième lentille en silice est utilisée afin de reconcentrer le continuum de lumière ainsi que l'émission conique sur un écran diffuseur. On utilise deux spectromètres afin de pouvoir couvrir un spectre allant de 400 nm jusqu'à 2,7 μm . Les spectromètres ont été calibrés afin de corriger leur gain qui diminue fortement sur les bords de leurs plages de détection respectives. Le recouvrement entre les deux spectromètres est suffisant pour raccorder les spectres. Les spectromètres utilisés sont tous deux de la marque Océan Optics, modèle NIRQUEST (800 nm à 2,5 μm) et HR4000CG-UV-NIR (250 nm à 1,1 μm).

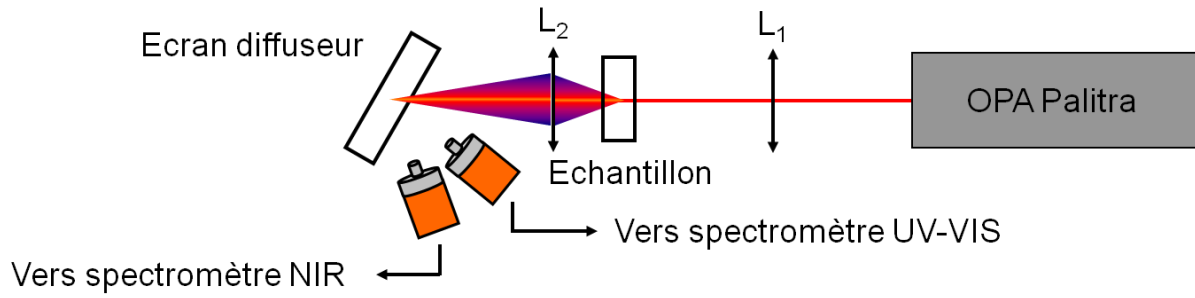


Figure 55 : Schéma du principe de mesure

II.2 Elargissement spectral

Comparons les continuums générés dans la silice et le CaF_2 en utilisant un faisceau de $35 \mu\text{m}$ à 800 nm , en suivant la disposition expliquée dans la Figure 55. Les résultats des mesures de spectres sont présentés dans les figures suivantes. Ils sont comparés au spectre de l'impulsion laser avant filamentation. On peut ainsi voir l'élargissement spectral induit par la filamentation.

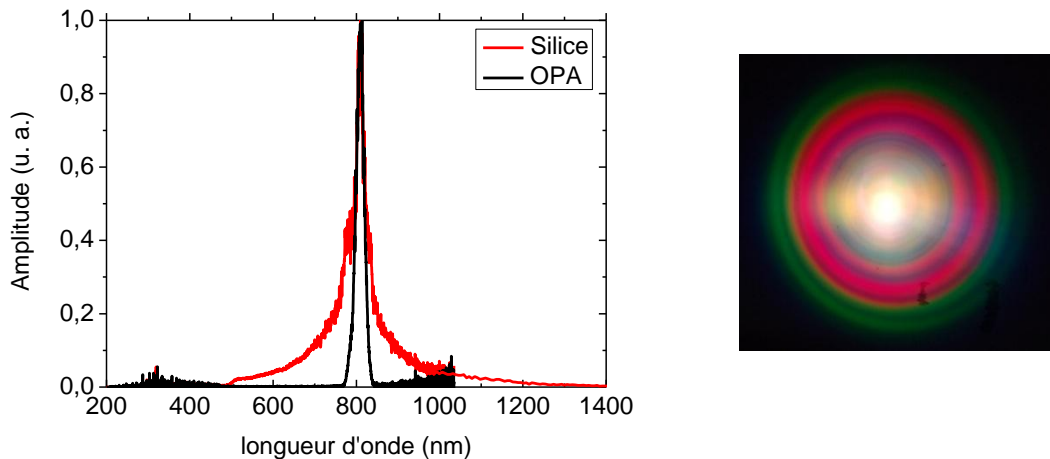


Figure 56 : A gauche : Spectres obtenus avant et après filamentation dans un cristal de silice de 1 cm d'épaisseur. A droite : photographie du continuum de lumière blanche (au centre) et de l'émission conique (cercles colorés) générés dans le même échantillon.

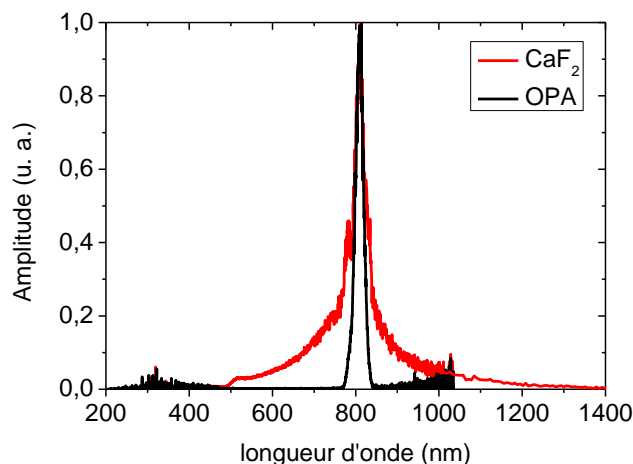


Figure 57 : Spectre obtenu après filamentation dans un cristal de CaF_2 de 1 cm d'épaisseur (en rouge).

On peut voir que les spectres obtenus dans la silice et le CaF_2 sont similaires. De plus, ils s'étendent de 400 nm à 1,2 μm et l'utilisation de deux spectromètres complémentaires permet de voir que le spectre s'étend des deux côtés de la longueur d'onde fondamentale. L'élargissement est néanmoins plus important du côté bleu, celui des courtes longueurs d'onde. Ceci est dû au phénomène d'auto-raïdissement du front, phénomène expliqué dans le premier chapitre. On confirme ainsi les résultats de Brodeur *et al.*, le CaF_2 possédant un élargissement légèrement supérieur à la silice.

La même expérience est ensuite effectuée dans un cristal de ZnSe. On peut voir en Figure 58 qu'aucun élargissement spectral n'est observé, ce qui est en accord avec la théorie développée par les auteurs des références [Brodeur 98, Nagura 02, Couairon 07] : il n'y a pas de filamentation, ni d'élargissement spectral à 800 nm dans le ZnSe. Il y a en revanche une forte absorption à deux photons se manifestant par l'apparition d'une luminescence bleue sur la face avant du cristal de ZnSe.

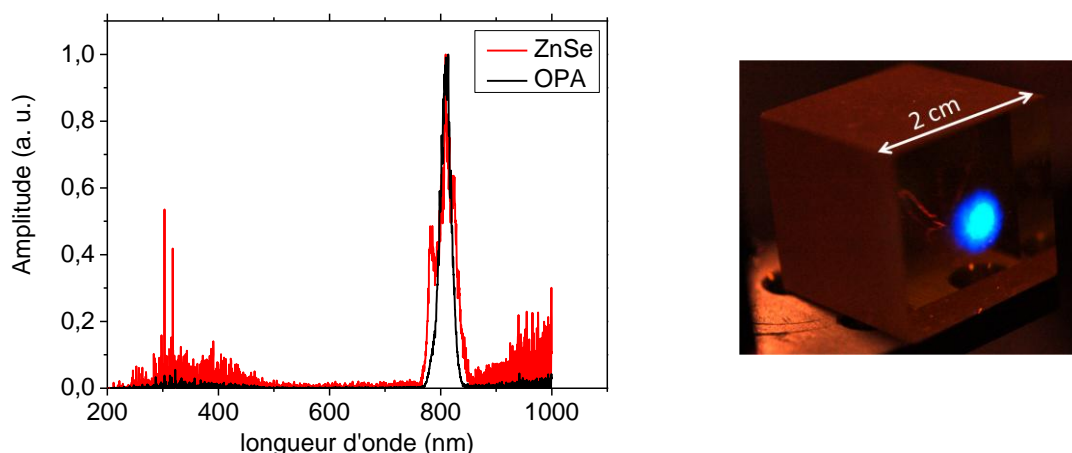


Figure 58 : A gauche : Spectre obtenu après filamentation dans un cristal de ZnSe de 0,5 cm d'épaisseur. A droite : Photographie présentant la fluorescence du ZnSe excité par une absorption à deux photons.

II.3 Etude de la polarisation de l'émission conique : cas du CaF_2

Afin de caractériser dans son ensemble l'émission de continuum de lumière blanche et l'émission conique générée lors de la filamentation laser, attardons-nous sur la polarisation de celle-ci. Le phénomène a déjà fait l'objet de plusieurs publications [Midorikawa 02, Buchvarov 07, Kartazaev 08]. L'étude de la polarisation de l'émission conique a été nécessaire afin de préparer au mieux la campagne expérimentale de filamentation longue distance. Pour cela, on utilise le montage détaillé dans la Figure 59. Pour ces expériences de polarisation, nous avons utilisé le laser de la salle blanche, soit le laser Thalès alpha 100, qui émet des impulsions à 800 nm de 12 mJ, d'une durée de 35 fs, et à une cadence de 100 Hz.

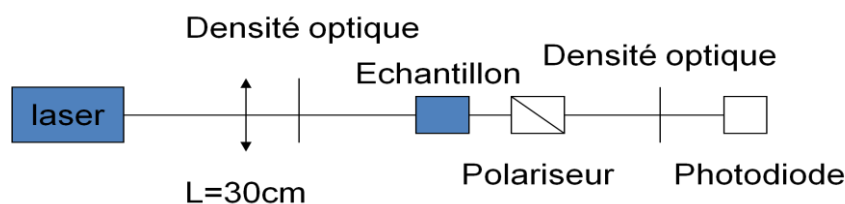


Figure 59 : Schéma expérimental pour l'étude de la polarisation de l'émission conique et du continuum de lumière blanche

On se limite au cas du CaF_2 qui possède les particularités d'être isotrope (ayant un système cristallin cubique) dans le cas d'une propagation linéaire, et de développer un caractère biréfringent par le biais de l'indice non-linéaire [Midorikawa 02, Kartazaev 08]. Celui-ci apparaît à haute intensité, et on observe donc un effet de biréfringence lors de la filamentation de l'impulsion laser dans un cristal de CaF_2 . On mesure l'intensité de continuum de lumière blanche émis dans l'échantillon de CaF_2 en fonction de l'angle du cristal (rotation dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation). Le polariseur est croisé par rapport à l'axe de polarisation du laser. Les résultats sont montrés dans la Figure 60.

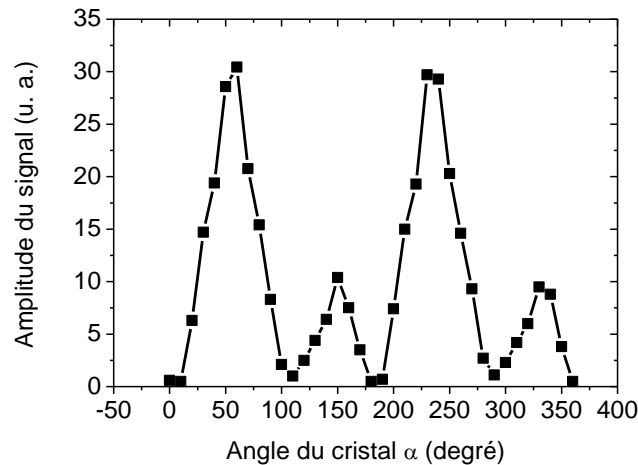


Figure 60 : Mise en évidence de la biréfringence induite par non-linéarité dans le CaF_2 à 800 nm pour 1,6 μJ .

Cette biréfringence induite par le laser, provient du fait que l'indice de réfraction non-linéaire varie avec l'intensité laser. Le changement de l'indice de réfraction non-linéaire est dépendant de l'intensité et de la polarisation du faisceau laser incident. Ainsi, ce changement d'indice est en général inégal et il apparaît deux axes orthogonaux du cristal sur lesquels l'amplitude du signal est nulle, appelé lignes neutres [Midorikawa 02]. Un phénomène non-linéaire appelé modulation de phase croisée apparaît et induit un couplage entre les deux composantes orthogonales du champ laser.

Du fait de cette biréfringence, un autre phénomène peut être observé, le changement de polarisation de la lumière blanche qui a été rapporté dans la référence [Buchvarov 07]. Pour caractériser la polarisation de la lumière blanche, on mesure la variation de l'énergie sur la photodiode avec l'angle du polariseur placé après l'échantillon et en laissant l'orientation du CaF_2 fixe. Afin d'observer cet effet, le cristal de CaF_2 est orienté pour qu'aucun des axes développés non-linéairement ne coïncide avec la polarisation du faisceau laser, $\alpha = 60^\circ$. La Figure 61 présente le diagramme de polarisation de la lumière blanche en fonction de l'intensité laser utilisée pour générer le filament dans le cristal de CaF_2 de 1 cm. On peut remarquer qu'en augmentant l'intensité laser, le continuum de lumière blanche perd sa polarisation linéaire progressivement. Pour une énergie de 0,4 μJ (puissance proche P_{cr}), la lumière blanche est polarisée linéairement suivant l'axe de polarisation du faisceau laser incident. Lorsque l'énergie augmente, la lumière blanche est de moins en moins polarisée linéairement pour devenir quasi-elliptique pour une énergie laser incidente de 4 μJ . On note aussi que l'axe principal de polarisation change d'orientation à mesure qu'on augmente l'énergie incidente.

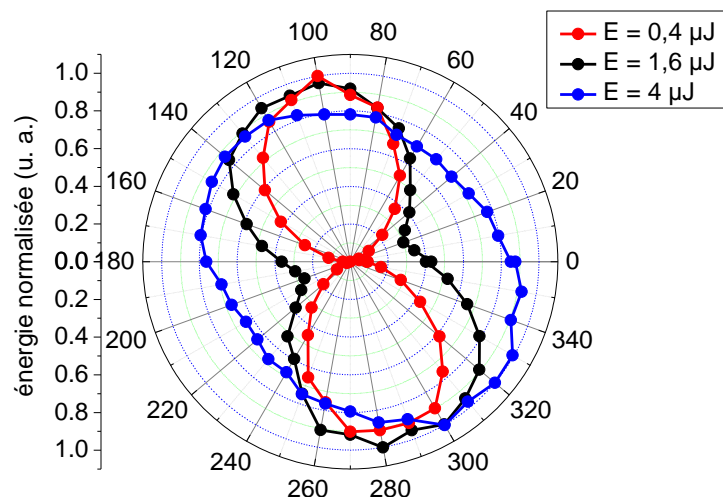


Figure 61 : Diagramme de polarisation de l'émission conique et du continuum de lumière blanche après filamentation dans un cristal de CaF_2 de 1 cm d'épaisseur en fonction de l'énergie de l'impulsion laser incidente.

La biréfringence du cristal de CaF_2 affecte différemment chaque composante spectrale du continuum de lumière blanche comme l'a montré Buchvarov *et al.* [Buchvarov 07]. La Figure 62 montre cet effet pour cinq longueurs d'onde différentes, isolées à l'aide de filtres interférentiels. On peut voir que lorsque le cristal est orienté pour faire apparaître des effets de biréfringence $\alpha = 60^\circ$, la polarisation de chaque composante spectrale est de plus en plus décalée par rapport à la polarisation du laser à mesure que l'on s'éloigne de la longueur d'onde du laser (800 nm). Si le cristal est orienté pour que la polarisation du laser coïncide avec un axe du cristal $\alpha = 0^\circ$, on n'observe aucun effet de rotation de la polarisation en fonction de la longueur d'onde.

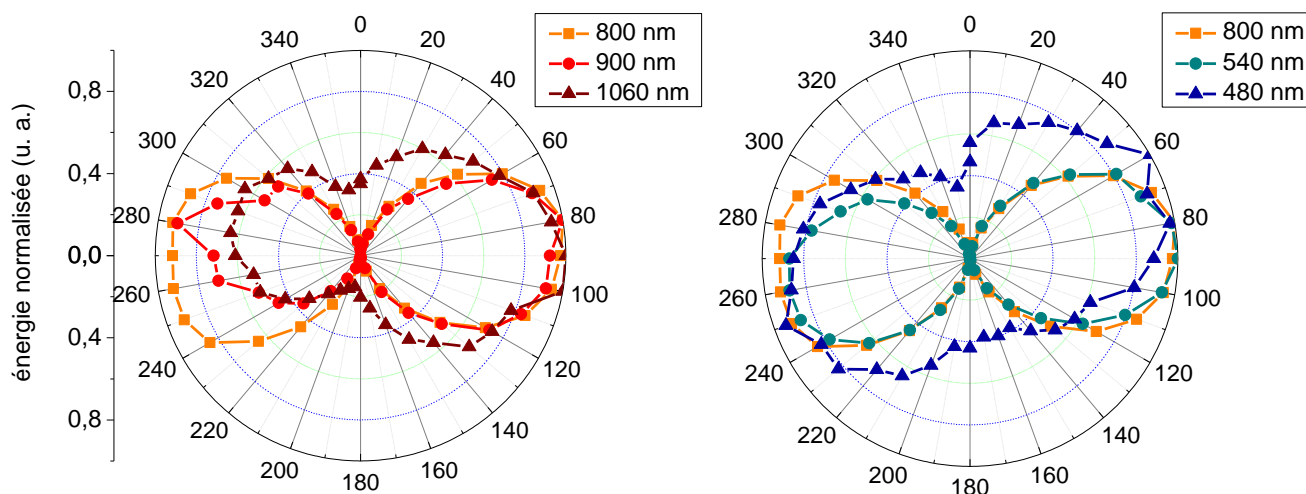


Figure 62 : Diagramme de polarisation des différentes longueurs d'onde provenant du continuum de lumière blanche.

La silice fondue étant non cristalline, elle ne présente aucun effet de biréfringence. La polarisation de la lumière blanche générée par filamentation dans la silice reste donc linéaire parallèle à l'axe de polarisation du laser.

II.4 Evolution temporelle et spectrale

Lors de la filamentation laser, un grand nombre d'effets non-linéaires se manifestent. Dans les solides, du fait d'un indice non-linéaire n_2 mille fois plus important que dans l'air, tous les effets non-linéaires s'expriment de façon plus importante.

Dans le domaine temporel, l'impulsion subit un phénomène appelé « pulse-splitting » qui dans les solides est principalement dû à la dispersion de vitesse de groupe [Bergé 96]. L'impulsion se scinde en deux impulsions distinctes, l'une se propageant en dessous de la vitesse de groupe (partie subliminale) et l'autre se propageant à une vitesse supérieure (partie superluminale), voir la Figure 63. Cette figure présente le résultat d'une simulation numérique effectuée par Arnaud Couairon, chercheur au Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique.

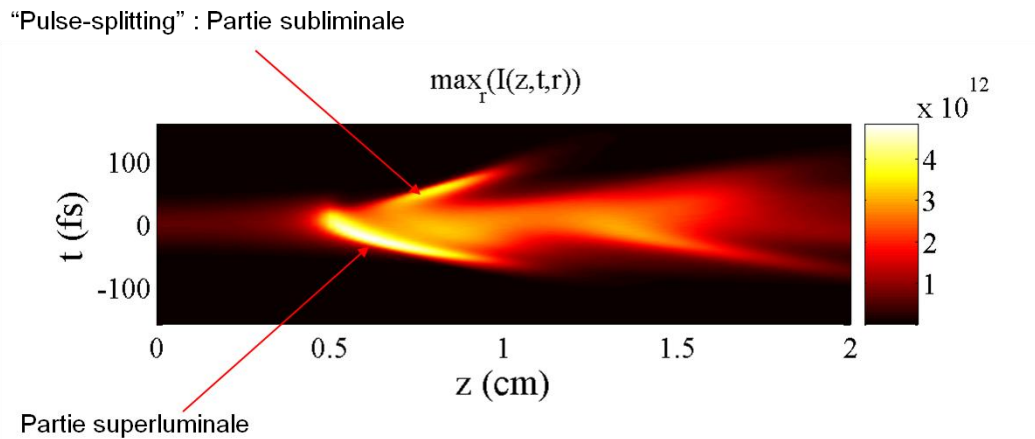


Figure 63 : Résultat de simulation représentant l'évolution selon l'axe de propagation z de la forme temporelle d'une impulsion à 800 nm (4 μ J, 50 fs) au cours de sa propagation sous forme de filament dans de la silice. t est le temps dans le référentiel de l'impulsion. Mise en évidence du phénomène de « pulse-splitting ».

Ces simulations numériques sont basées sur la résolution d'une équation de Schrödinger non-linéaire, décrivant l'évolution de l'enveloppe du champ électrique fondamental, et d'une équation (ou d'une série d'équations) décrivant la génération d'un plasma électronique par divers processus d'ionisation [Couairon 11]. A partir de ces simulations, on peut aussi déterminer la répartition spatiale des longueurs d'onde générées dans le continuum de lumière blanche et l'émission conique par la filamentation laser. La Figure 64 montre la répartition spatiale des fréquences après filamentation laser.

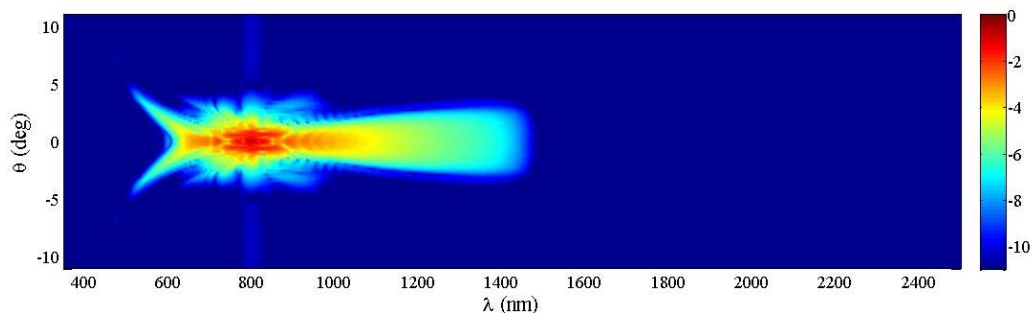


Figure 64 : Résultat de simulation numérique représentant la répartition angulaire θ des longueurs d'onde λ générées au cours de la filamentation laser dans la silice pour $\lambda_0 = 800$ nm.

A l'aide d'un spectromètre, on mesure ce diagramme représentant la répartition angulaire des différentes longueurs d'onde comprises dans le continuum de lumière blanche et l'émission

conique. Cette mesure est présentée dans la Figure 66. On déplace la fibre optique de collection suivant le schéma indiqué dans la Figure 65.

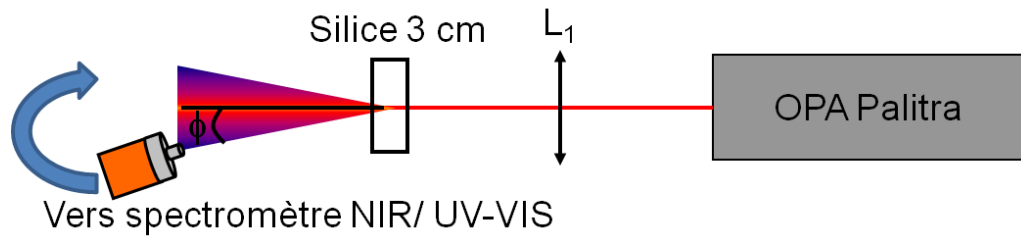


Figure 65 : Schéma expérimental pour la mesure de la répartition spectrale de l'énergie en fonction de l'angle

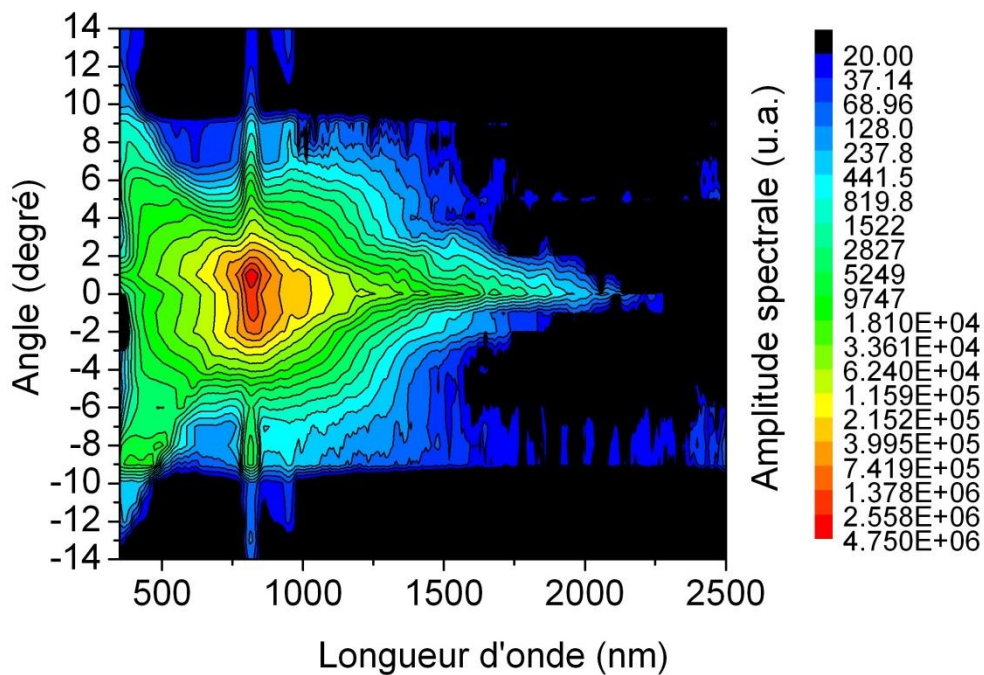


Figure 66 : Répartition spectrale de l'énergie en fonction de l'angle θ pour $\lambda_0 = 800$ nm dans la silice pour une énergie laser incidente de $15 \mu\text{J}$. Les niveaux de couleurs représentent l'amplitude des différentes longueurs d'onde.

Cette figure est en bon accord avec la figure théorique précédente, on voit le même comportement de la partie conique de 350 nm à 800 nm, la répartition angulaire est identique. L'élargissement du côté des grandes longueurs d'onde est aussi identique. Le code de simulation reproduit donc les résultats expérimentaux de répartition spectrale angulaire.

Nous avons pu de plus grâce à deux spectromètres couvrant le domaine visible-proche infrarouge avoir l'étendue complète du continuum de lumière blanche généré à partir d'une impulsion à 800 nm. Nous avons montré qu'il s'étend pour la silice et le CaF_2 de 400 nm jusqu'à $1,5 \mu\text{m}$.

Lors de la propagation de l'impulsion à 800 nm dans un solide transparent, en régime de dispersion normale, l'impulsion se scinde en deux temporellement (pulse-splitting). De plus, les nouvelles fréquences générées sur le front avant de l'impulsion sont des fréquences de plus grande longueur d'onde (« plus rouges ») et vont se propager plus vite que les longueurs d'onde plus courtes. De la même façon, les fréquences créées à l'arrière de l'impulsion étant de plus courte longueur d'onde (« plus bleues »), elles vont se propager plus lentement. Il en résulte un étalement temporel de l'impulsion qui a pour conséquence d'accélérer l'arrêt du processus de filamentation. La Figure 67 est un schéma explicatif reprenant ce concept.

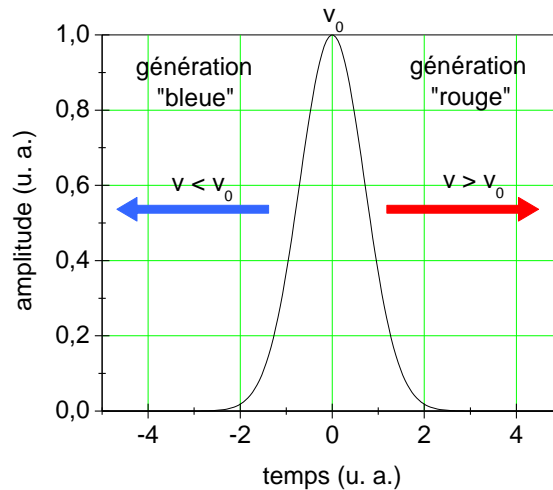


Figure 67 : Schéma explicatif des phénomènes de dispersion au cours de la filamentation laser en régime de dispersion normale.

III. Filamentation dans les solides en régime de dispersion nulle et anormale

Nous venons de voir l'évolution temporelle et fréquentielle de l'impulsion laser lors de la filamentation dans des solides transparents de dispersion normale à la longueur d'onde laser. Dans le cas de la filamentation dans un milieu à dispersion anormale, plusieurs publications ont prévu théoriquement que les filaments devraient être plus longs [Moll 04], de taille constante, avec un continuum généré plus important [Skupin 07] et ne devraient pas subir de « pulse-splitting ». L'impulsion se propagerait alors sous la forme d'un « quasi-soliton » [Liu 06], [Bergé 08]. Un continuum de lumière blanche, s'étendant de 400 nm à 1750 nm, a été observé expérimentalement dans la silice à partir d'une impulsion laser à 1500 nm [Saliminia 05]. De plus une dissymétrisation spectrale du continuum de lumière blanche a été observée pour une impulsion initiale à 1600 nm par Faccio *et al.* [Faccio 06c].

Nous allons montrer qu'un continuum couvrant toute la gamme de nos deux spectromètres peut être obtenu à partir d'un filament de longueur d'onde initiale $\lambda_0 = 1,2 \mu\text{m}$, longueur d'onde proche de la dispersion nulle de la silice. De plus, nous allons étudier le cas de la dispersion anormale ($\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$) en comparant de façon systématique avec le cas de la dispersion normale : le spectre, le rayon du filament ainsi que la durée d'impulsion. Nous mettrons ainsi en évidence un mode de propagation filamenté où l'impulsion est progressivement comprimée spatialement et temporellement. L'impulsion se propage alors sous la forme d'un « quasi-soliton » ou d'une « bulle de lumière ».

III.1 Dispersion nulle

L'OPA est réglé pour délivrer une impulsion à $1,2 \mu\text{m}$, d'une durée de 54 fs et d'une énergie maximale de 58 μJ . Cette longueur d'onde est proche de la longueur d'onde de dispersion nulle de la silice ($1,27 \mu\text{m}$). Ainsi, l'impulsion subira un minimum de perte de sa puissance crête par étalement dû à la dispersion, augmentant ainsi les effets non-linéaires tels que l'auto-modulation de phase.

III.1.1 Caractérisation fréquentielle

A cette fréquence spécifique ($\lambda_0 = 1,2 \mu\text{m}$), on obtient l'élargissement spectral le plus important des trois longueurs d'onde étudiées (800 nm, 1,2 μm , 1,9 μm). La Figure 68 montre le spectre du continuum généré par filamentation dans 3 cm de silice mesuré selon le dispositif de la Figure 55. On peut voir que plus l'énergie initiale de l'impulsion est grande, plus le spectre est étendu. En augmentant l'énergie, on allonge la longueur du filament et ainsi la longueur sur laquelle l'auto-modulation de phase génère de nouvelles fréquences.

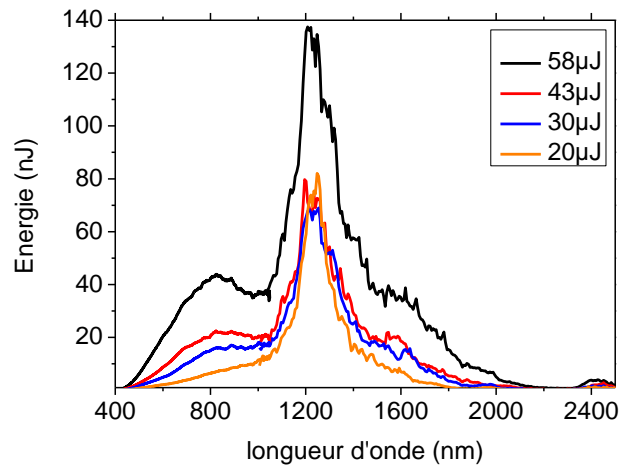


Figure 68 : Spectre du continuum généré par filamentation dans 3 cm de silice à 1,2 μm pour différentes énergies incidentes.

En positionnant les spectromètres comme montré dans la Figure 65 on effectue une mesure de la répartition spatiale des longueurs d'onde nouvellement créées (Figure 69).

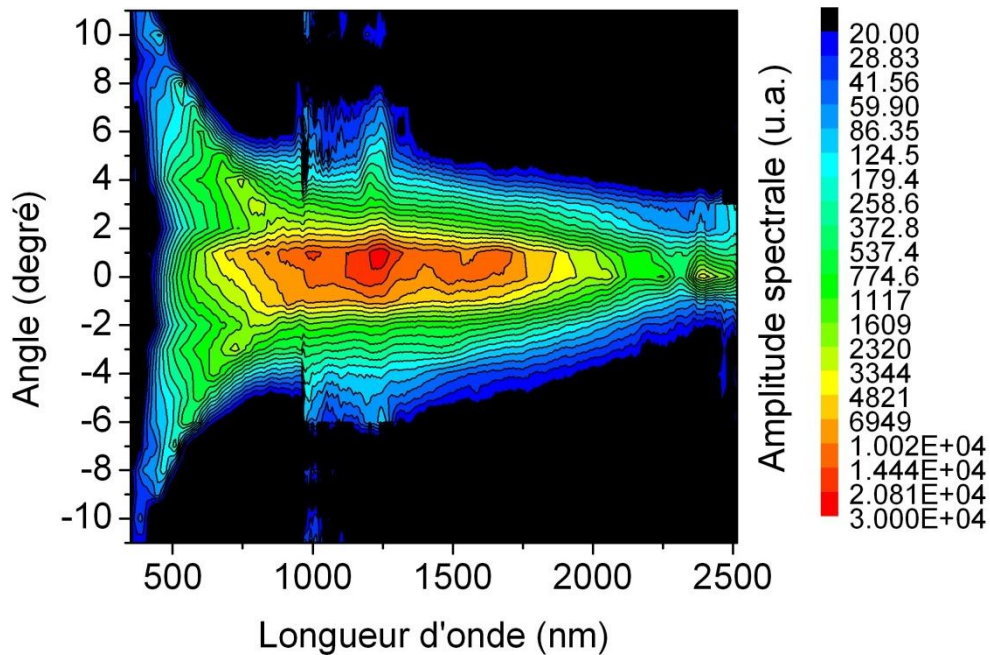


Figure 69 : Répartition spectrale de l'énergie en fonction de l'angle θ pour $\lambda_0 = 1,2 \mu\text{m}$ dans la silice pour une énergie laser incidente de $E = 15 \mu\text{J}$. Les niveaux de couleurs représentent l'amplitude des différentes longueurs d'onde.

On peut voir dans cette configuration que la partie centrale du faisceau pour $\theta = 0$, le continuum généré s'étend de 500 nm à plus de 2,3 μm . La répartition spatiale des fréquences pour une filamentation à $\lambda_0 = 1,2 \mu\text{m}$ présente une similitude dans la partie visible du spectre avec celle observée pour $\lambda_0 = 0,8 \mu\text{m}$ (Figure 66). Cependant, la partie dans l'infrarouge s'étend sans présenter une forme conique. Cette mesure a été simulée par le code de simulation numérique d'Arnaud Couairon. Le résultat est présenté dans la Figure 70. Le résultat numérique est en bon accord avec le résultat expérimental.

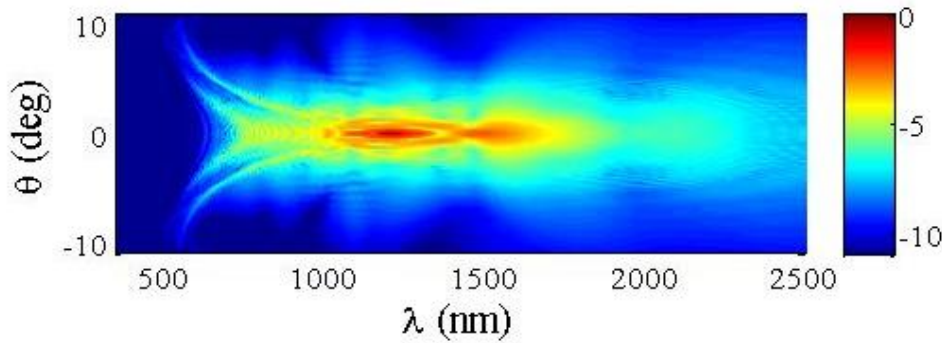


Figure 70 : Résultat de simulation numérique représentant la répartition angulaire θ des longueurs d'onde λ générées au cours de la filamentation laser dans la silice pour $\lambda_0 = 1,2 \mu\text{m}$.

On peut conclure que le changement de répartition spatiale et l'élargissement spectral sont dus à la différence de dispersion.

III.1.2 Evolution temporelle

Le code de simulation de la filamentation laser permet aussi de suivre l'évolution temporelle de l'impulsion laser au cours de la propagation filamentaire au sein de la silice, Figure 71.

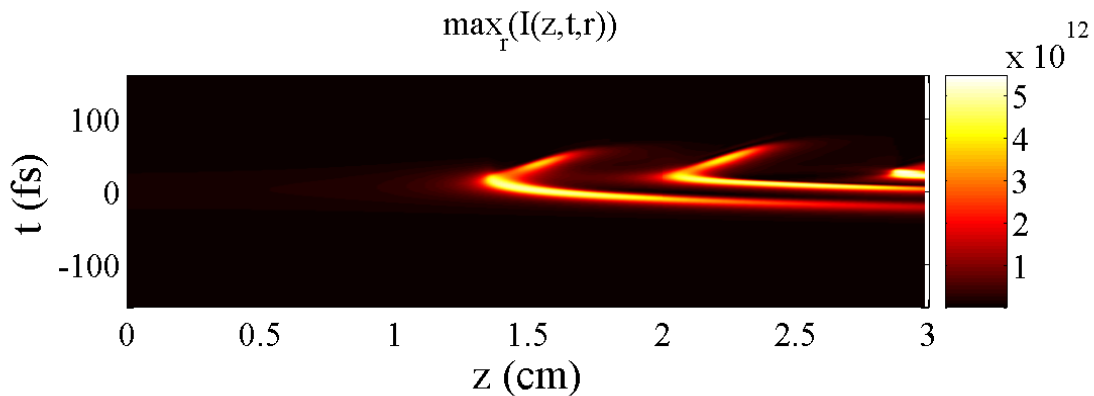


Figure 71 : Résultat de simulation représentant l'évolution temporelle d'une l'impulsion à 1,2 μm (4 μJ , 50 fs) au cours de sa propagation sous forme de filament. Mise en évidence d'un phénomène de multiple « pulse-splitting ».

Dans ces conditions, l'impulsion laser subit de multiples « pulse-splitting ». L'impulsion se sépare une première fois à 1,5 cm puis à 2,25 cm. Cependant en comparaison de l'évolution temporelle dans le cas de la dispersion normale, l'impulsion reste concentrée temporellement au cours de sa

propagation sous forme de filament. L'impulsion est scindée en deux mais n'est pas dispersée. Les deux sous-impulsions présentent alors des durées très courtes de l'ordre de 10 fs.

Dans le cas de la filamentation en régime de dispersion quasi-nulle, le continuum de lumière blanche est très étendu. Dans le continuum se situant au centre du faisceau, le spectre s'étend de 500 nm à 2300 nm. Les fréquences nouvellement créées par auto-modulation de phase se propagent à une vitesse très proche de celle de la fréquence centrale. Le côté infrarouge du continuum créé à l'avant de l'impulsion est légèrement ralenti et renvoyé au centre de l'impulsion tandis que le côté visible (en dessous de la fréquence centrale) créé à l'arrière de l'impulsion est aussi ralenti par rapport à l'impulsion initiale mais se trouve éloigné des zones de forte intensité vers le bord du faisceau.

De plus, la forme temporelle de l'impulsion laser est plus stable que dans le cas du régime de dispersion normale.

III.2 Dispersion anormale

On règle maintenant l'OPA pour délivrer des impulsions à 1,9 μm d'une durée d'environ 50 fs et avec une énergie maximum de 28 μJ . On se situe ainsi dans la zone de dispersion anormale de la silice, ainsi lors de la filamentation laser et de la génération de continuum, le continuum se situe toujours dans la zone de dispersion anormale (voir Figure 72). La Figure 73 montre une photographie de l'émission conique obtenue après filamentation dans la silice d'une impulsion à 1,9 μm , 50 fs, 28 μJ . L'émission conique présente des anneaux colorés allant du jaune au bleu mais aucun anneau rouge.

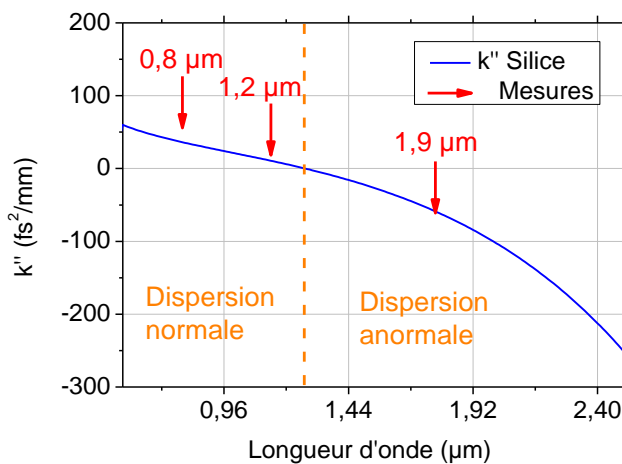


Figure 72 : Dérivée seconde de k par rapport à ω en fonction de la longueur dans la Silice. Points de mesure pour les différents régimes de dispersion (flèche rouge).

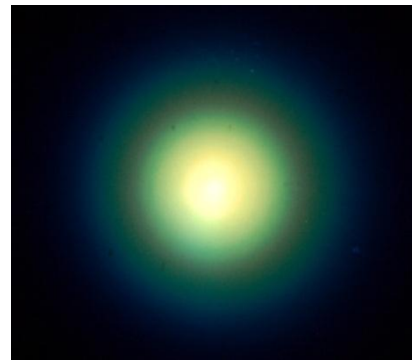


Figure 73 : Photographie de l'émission conique générée par filamentation laser dans un échantillon de silice de 3 cm d'épaisseur dans le cas d'une dispersion anormale, $\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$.

III.2.1 Caractérisation fréquentielle

En positionnant les spectromètres comme montré dans la Figure 65, on effectue une mesure de la répartition angulaire des longueurs d'onde nouvellement créées (Figure 74).

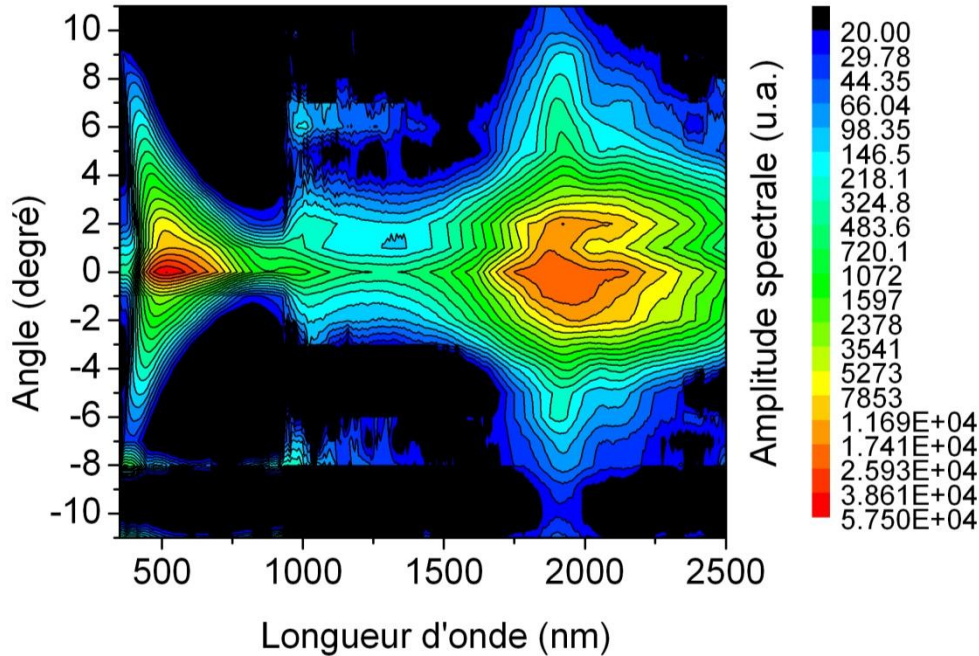


Figure 74 : Répartition spectrale de l'énergie en fonction de l'angle θ pour $\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$ dans la silice pour une énergie laser incidente de $E = 15 \mu\text{J}$. Les niveaux de couleurs représentent l'amplitude des différentes longueurs d'onde.

Grâce au code de simulation d'Arnaud Couairon, on calcule le profil théorique de répartition spatiale des fréquences (Figure 75). On remarquera que cette courbe de répartition est similaire à celle observée à $1,2 \mu\text{m}$ avec pour seule différence une absence d'énergie autour de $2,4\omega_0$ ce qui correspond à $\lambda \sim 860 \text{ nm}$.

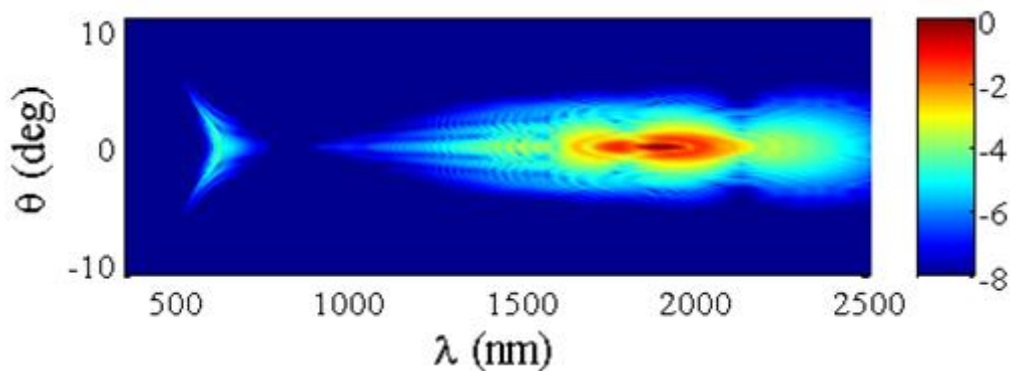


Figure 75 : Résultat de simulation numérique représentant la répartition angulaire θ des longueurs d'onde λ générées au cours de la filamentation laser dans la silice pour $\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$.

Comme le suggérait la photographie de l'émission conique Figure 73, avec l'absence de rouge dans l'émission conique, les longueurs d'ondes proches du zéro de dispersion de la silice ne sont pas générées. En effet, on peut apercevoir dans les Figures 74 et 75 une absence de longueur d'onde dans le continuum de lumière entre $1,3 \mu\text{m}$ et 750 nm . Les traits continus bleus dans la Figure 75

correspondent à un calcul analytique de la courbe de dispersion de la silice. La dispersion de la silice est donc responsable du développement du continuum de lumière blanche et de l'émission conique générés lors de la filamentation laser.

En choisissant une longueur d'onde laser adaptée au régime de dispersion du matériau dans lequel on filamente, on peut choisir différents « profils » de continuum. Les différences spectrales entre les continums générés dans les deux régimes de dispersion sont mises en évidence dans la Figure 76.

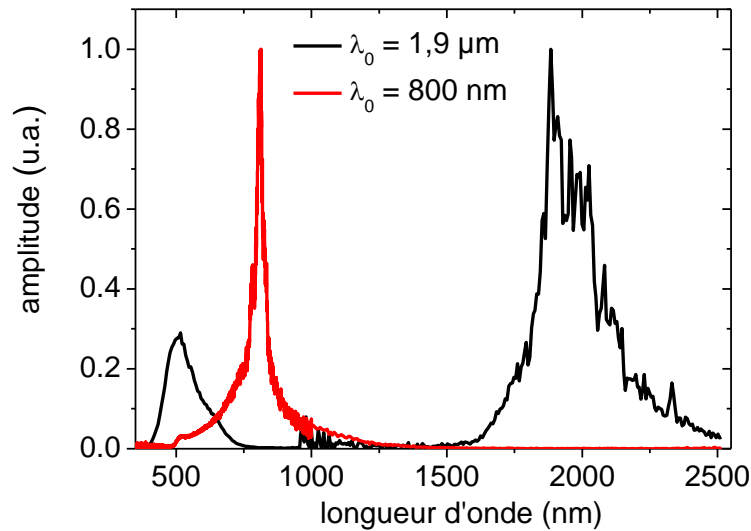


Figure 76 : Intégrale du spectre du continuum généré par filamentation dans la silice dans le cas d'un régime de dispersion normale (800 nm) et anormale (1,9 μm).

III.2.2 Caractérisation spatiale

Dans un premier temps, grâce à un appareil photographique numérique couplé à un objectif macroscopique, des photographies des filaments ont été prises. On voit que le filament formé à $\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$ dans un cube de silice est stable et reste de diamètre constant au cours de sa propagation (Figure 77), contrairement au filament obtenu pour $\lambda_0 = 0,8 \mu\text{m}$.

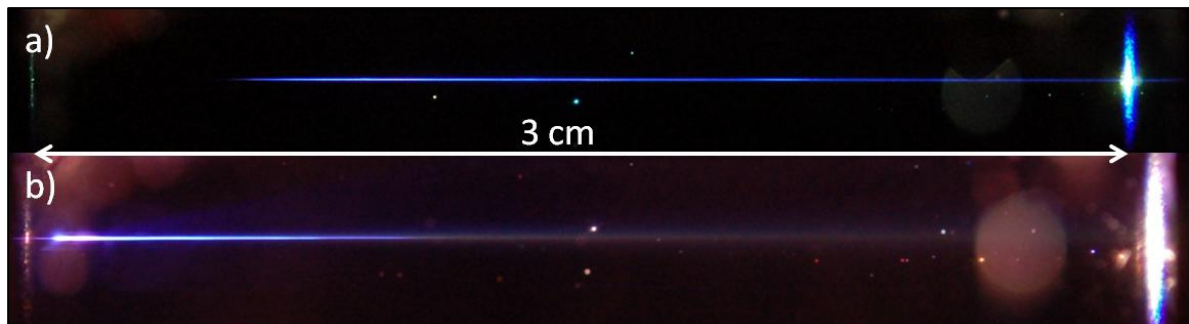


Figure 77 : Photographie d'un filament dans un cube de silice fondue de 3 cm d'épaisseur pour une impulsion de 15 μJ, 50 fs a) pour $\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$, b) pour $\lambda_0 = 0,8 \mu\text{m}$.

En imageant le faisceau en sortie du cube de silice sur une caméra (uEYE), nous avons mesuré le diamètre du filament. On trouve ainsi un diamètre de 17,2 μm en sortie de l'échantillon de silice correspondant bien aux valeurs théoriques du diamètre du filament obtenu avec le code numérique.

Un filament formé à partir de $\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$ dans la silice est donc plus uniforme qu'un filament à 800 nm comme l'avait prédit Moll *et al.*, [Moll 04].

III.2.3 Evolution temporelle

Pour vérifier s'il est possible d'avoir une propagation de type « soliton » pour cette impulsion laser filamentant dans la silice dans un régime de dispersion anormale, il est important de vérifier la stabilité temporelle de cette impulsion. Tout d'abord, regardons les résultats de simulation présentant l'évolution du profil temporel de l'impulsion au cours de la propagation sous forme de filament dans 3 cm de silice (Figure 78).

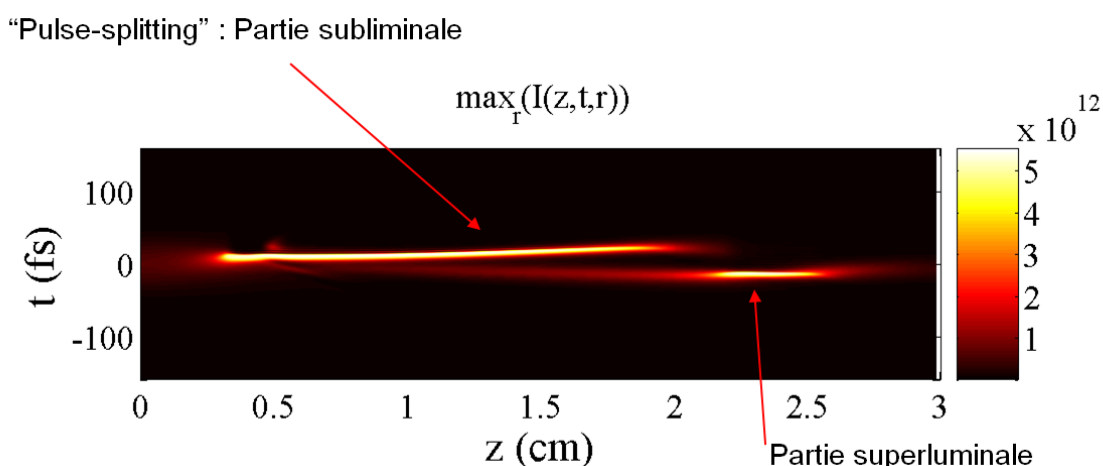


Figure 78 : Evolution temporelle d'une l'impulsion à $1,9 \mu\text{m}$ ($4 \mu\text{J}$, 50 fs) au cours de sa propagation sous forme de filament. Mise en évidence d'une impulsion comprimée par filamentation à $\sim 10 \text{ fs}$ et stable sur $1,5 \text{ cm}$ (partie subliminale).

L'impulsion est comprimée jusqu'à atteindre une durée d'environ 10 fs et reste stable sur les 15 premiers millimètres de filamentation. On observe quand même un phénomène de pulse-splitting autour de $z = 2 \text{ cm}$. Les premières tentatives de mesure effectuée à l'aide d'un wizzler infrarouge, en collaboration avec FASTLITE, semble montrer que la durée d'impulsion reste stable sur une quinzaine de millimètre autour de 15 fs.

On peut conclure sur l'influence de la dispersion du milieu lors de la filamentation laser. Celle-ci influe sur l'évolution spatio-temporelle du filament et a pour conséquences de profonds changements spectraux dans le continuum généré par filamentation laser.

Dans le cas de la dispersion anormale, les premières fréquences générées par auto-modulation de phase lors de la filamentation laser vont être retardées vers la zone de forte non-linéarité. En effet, comme l'explique le schéma présenté en Figure 79, les nouvelles longueurs d'onde générées à l'avant du front d'impulsion qui sont plus grandes que λ_0 vont se propager à une vitesse moindre et donc réintégrer le cœur de l'impulsion, tandis que les nouvelles longueurs d'onde générées à l'arrière de l'impulsion, plus petites que λ_0 , vont se propager plus rapidement est « rattraper » le cœur de l'impulsion. Ce comportement est valable pour des longueurs d'onde initiales, situées en régime de dispersion anormal c'est-à-dire pour $\lambda > 1,27 \mu\text{m}$.

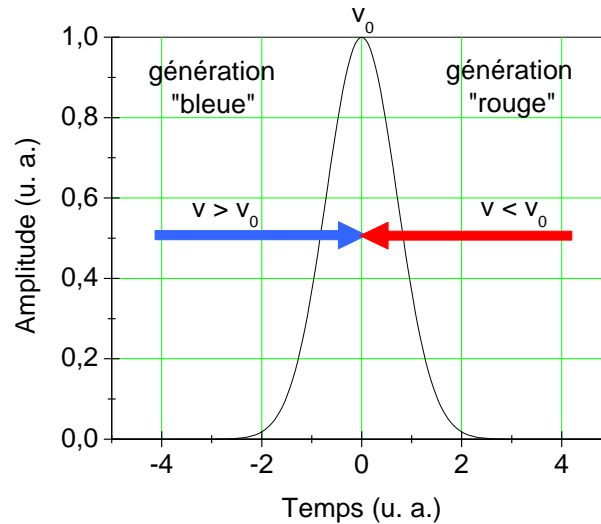


Figure 79 : Schéma explicatif de l'évolution temporelle de l'impulsion au cours de la filamentation laser en régime de dispersion anormale.

La filamentation à 2 μm dans la silice peut être considérée comme un cas particulier de filamentation. En effet, sur une distance de plus d'un centimètre, l'impulsion se propage en restant compressée spatialement et temporellement. Ce type de propagation n'est pas sans pertes mais peut être vu comme une propagation de type soliton : une bille de lumière.

Conclusion

Dans ce chapitre la filamentation laser dans différents solides transparents tels que la silice, le CaF_2 et le ZnSe a été étudiée. Plus particulièrement le continuum généré par filamentation laser a été caractérisé pour ces différents matériaux (largeur spectrale, répartition angulaire et polarisation des différentes fréquences émises). Ce continuum de lumière blanche a de nombreuses applications possibles comme la spectroscopie résolue en temps, en émission et en absorption [Alfano], la compression temporelle d'impulsions optiques [Alfano] et l'amplification paramétrique optique (OPA) [Wilson 97]. Il est donc primordial de caractériser ce rayonnement et de comprendre le mécanisme de filamentation laser dans les solides.

Dans ce chapitre l'influence de la dispersion sur la filamentation laser a été étudiée à l'aide d'un OPA. On a ainsi pu changer la longueur d'onde initiale pour la filamentation laser et donc modifier le régime de dispersion. Dans la Silice, nous avons caractérisé la filamentation laser dans le cas de la dispersion normale pour $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, puis pour $\lambda_0 = 1,2 \mu\text{m}$, cas de la dispersion nulle et enfin pour $\lambda_0 = 1,9 \mu\text{m}$ cas de la dispersion anormale.

L'évolution spatiale des filaments a pu être caractérisée pour les trois régimes ainsi que la répartition angulaire de l'émission conique. Ces mesures sont en bon accord avec les simulations réalisées par Arnaud Couairon. Nous avons ainsi pu montrer une plus grande stabilité spatiale de la filamentation laser dans le cas de la dispersion anormale.

Le code de simulation prédit aussi une plus grande stabilité temporelle de la filamentation laser dans le cas de la dispersion anormale avec la formation d'une impulsion de 10 fs se propageant sur plus de 1 cm. Ceci met en évidence un mode de propagation où l'impulsion se propage en restant compressée spatialement et temporellement. Ce type de propagation n'est pas sans pertes mais se rapproche d'une propagation de type soliton : ou bille de lumière.

Références

- [Alfano] *The Supercontinuum Laser Source*, edited by R.R. Alfano, Springer-Verlag, New York, 1989
- [Bergé 96] L. Bergé and J.J. Tasmussen, “Pulse splitting of self-focusing beams in normally dispersive media” *Phys. Rev. A* **53**, 4476-4480, 1996
- [Bergé 08] L. Bergé and S. Skupin, “Few-cycle light bullets created by femtoseconde filaments”, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 113902, 2008
- [Brodeur 98] A. Brodeur and S.L. Chin, “Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum” *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4406-4409, 1998
- [Brodeur 99] A. Brodeur and S.L. Chin, “Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media”, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 637-650, 1999
- [Buchvarov 07] I. Buchvarov, A. Trifonov, and T. Fiebig, “Toward an understanding of white-light generation in cubic media-polarization properties across the entire spectral range”, *Opt. Lett.* **32**, 1539-1541, 2007
- [Couairon 11] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramirez-Gongora and M. Kolesik, “Practitioner’s guide to laser pulse propagation models and simulation”, *Eur. Phys. J. Special Topics* **199**, 5-76, 2011
- [Faccio 06a] D. Faccio, M.A. Porras, A. Dubietis, F. Bragheri, A. Couairon and P. Di Trapani, “Conical Emission, Pulse Splitting, and X-wave Parametric Amplification in Nonlinear Dynamics of Ultrashort Light Pulses”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 193901, 2006
- [Faccio 06b] D. Faccio, M.A. Porras, A. Dubietis, G. Tamosauskas, E. Kucinskas, A. Couairon and P. Di Trapani, “Angular and chromatic dispersion in Kerr-driven conical emission”, *Opt. Commun.* **265**, 672-677, 2006
- [Faccio 06c] D. Faccio, A. Averchi, A. Couairon, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Matijosuis, F. Bragheri, M. A. Porras, A. Piskarsas, and P. Di Trapani, “Competition between phase-matching and stationarity in Kerr-driven optical pulse filamentation”, *Phys. Rev. E* **74**, 047603, 2006
- [Faccio 08] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, P. Di Trapani, A. Couairon, D. Papazoglou and S. Tzortzakis, “Ultrashort laser pulse filamentation from spontaneous X Wave formation in air” *Opt. Express* **16**, 15665-1570, 2008
- [Handbook] *Handbook of Optics*, 3rd edition, Vol. 4. McGraw-Hill 2009
- [Kartazaev 08] V. Kartazaev, and R.R. Alfano, “Polarization properties of SC generated in CaF_2 ”, *Opt. Commun.* **281**, 463-468, 2008
- [Liu 06] J. Liu, R. Li, and Z. Xu, “Few-cycle spatiotemporal soliton wave excited by filamentation of a femtoseconde laser pulse in materials with anomalous dispersion”, *Phys. Rev. A* **74**, 043801, 2006
- [Maioli 09] P. Maioli, R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, P. Béjot, J. Kasparian and J.-P. Wolf “Ultraviolet-visible conical emission by multiple laser filament”, *Opt. Express* **17**, 4726-4731, 2009

[Marburger] J.H. Marburger, “Self-focusing: Theory” Prog. Quant. Electr. **4**, 35-110

[Midorikawa 02] K. Midorikawa, H. Kawano, A. Suda, C. Nagura, and M. Obara, “Polarization properties of ultrafast white-light continuum generated in condensed media”, Appl. Phys. Lett. **80**, 923-925, 2002

[Moll 04] K.D. Moll and A. L. Gaeta, “Role of dispersion in multiple-collapse dynamics”, Opt. Lett. **29**, 995-997, 2004

[Nagura 02] C. Nagura, A. Suda, H. Kawano, M. Obara, and K. Midorikawa, “Generation and characterization of ultrafast white-light continuum in condensed media”, Appl. Optics **18**, 3735-3742, 2002

[Théberge 08] F. Théberge, M. Châteauneuf, V. Ross, P. Mathieu, and J. Dubois, “Ultrabroadband conical emission generated from the ultraviolet up to the far-infrared during the optical filamentation in air”, Opt. Lett. **33**, 2515-2517, 2008

[Saliminia 05] A. Saliminia, S.L. Chin, and R. Vallée, “Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μm ”, Opt. Express **13**, 5731-5738, 2005

[Sheik-Bahae 90] M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, “Dispersion and band-gap scaling of the electronic Kerr effect in solids associated with two-photon absorption”, Phys. Rev. Lett. **65**, 96, 1990

[Skupin 07] S. Skupin, and L. Bergé “Supercontinuum generation of ultrashort laser pulses in air at different central wavelength”, Opt. Commun. **280**, 173-182, 2007

[Wilson 97] K.R. Wilson and V.V. Yakovlev, “Ultrafast rainbow: tunable ultrashort pulses from a solid-state kilohertz system”, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 444-448, 1997

Etude de la filamentation longue distance

Sommaire

Introduction	107
I. Etat de l'art	108
I.1 Contrôle de la distance de filamentation par le chirp	108
I.2 Influence de la durée initiale des impulsions sur la génération de plasma	109
I.3 Génération de lumière blanche	110
I.4 Effets de la turbulence sur la filamentation laser	110
I.5 Conclusion	111
II. Etude expérimentale de la propagation longue distance d'un faisceau femtoseconde intense ...	112
II.1 Conditions expérimentales	112
II.1.1 Caractéristiques du laser femtoseconde	112
II.1.2 Moyens techniques à disposition	113
II.2 Calcul de la distance d'auto-focalisation	114
II.3 Détermination des paramètres optimaux pour la filamentation	116
II.4 Longueur du canal ionisé	119
II.5 Conclusion	121
III. Génération de lumière blanche dans des solides transparents à grande distance	122
III.1 Introduction	122
III.2 Evolution du spectre du faisceau en fonction du chirp initial	123
III.3 Lumière blanche générée à distance dans les solides transparents	125
III.4 Application à l'éblouissement de capteur optronique	128
Conclusion et perspectives	130
Références	131

Introduction

L'étude de la filamentation grande distance est un des enjeux principaux de la filamentation laser. Etendre au maximum le filament sur des distances de l'ordre du kilomètre est primordial pour des applications telles que le guidage de la foudre [Kasparian 08], la génération de rayonnement THz à très grande distance et la contre-mesure optronique [Durécu 07]. Cependant, très peu d'études ont été réalisées en conditions réelles, c'est-à-dire en propageant le faisceau laser sur des distances de l'ordre du kilomètre en air libre [Méchain 04], [Méchain 07]. De plus, la filamentation étudiée en laboratoire est principalement mono-filamentaire. Dans le cas présent, au vu des énergies nécessaires pour obtenir un effondrement du faisceau à plusieurs centaines de mètres, le régime de filamentation est principalement multi-filamentaire.

Dans le cadre d'une collaboration internationale entre la Délégation Générale de l'Armement (DGA) et le centre de Recherche et Développement pour la Défense du Canada, RDDC sur la thématique de la propagation laser longue distance (kilométrique) et l'efficacité des lasers femtoseconde comme moyen de contre-mesure optronique, j'ai effectué une série d'expériences en partenariat avec l'Onera, le LOA, l'ISL (Institut Saint-Louis) et le RDDC. Deux campagnes d'essais ont été effectuées au Canada, une première en atmosphère contrôlée dans un tunnel de 250 m, et une deuxième en propagation libre sur un champ de tir de 2,5 km.

Le but de ces campagnes était d'étudier la possibilité d'utiliser la filamentation laser femtoseconde comme contre-mesure optronique. L'ISL étudiait l'endommagement de matériaux non-transparents par le faisceau femtoseconde, tandis que l'Onera caractérisait l'éblouissement de capteurs optroniques par la lumière blanche créée lors de la filamentation laser dans l'air ou dans un hublot placé devant le capteur. Lors de ces campagnes, j'ai étudié la filamentation laser femtoseconde à grande distance et caractérisé celle-ci à l'aide de papier photosensible, d'un détecteur GHz et de mesures de spectres de lumière blanche générés par filamentation dans un solide transparent à différentes distances de propagation.

Une première campagne (endommagement d'optiques, éblouissement de capteurs, caractérisation de la lumière blanche générée par filamentation) a été réalisée dans des conditions intermédiaires entre les essais terrain et les expériences de laboratoire. Cette campagne servant de démonstration de principe, s'est déroulée dans un tunnel protégé des turbulences et des résultats intéressants ont été obtenus jusqu'à une distance de 200 mètres. Faisant suite à cette étude, une seconde campagne s'est déroulée avec pour but de prolonger les résultats obtenus sous abri en effectuant des essais dans des conditions plus réalistes, à l'air libre, et à plus grande distance. Les résultats de cette campagne sont présentés dans ce chapitre.

I. Etat de l'art

Les premières expériences de filamentation horizontale sur de longues distances ont été menées en 2003 par le LOA sur le site de l'École Polytechnique avec le laser Teramobile [Méchain 04], [Méchain 07]. Ce laser terawatt transportable peut délivrer des impulsions de 100 fs, 200 mJ à une cadence de 10 Hz. Lors de ces essais, le faisceau de 30 mm de diamètre était collimaté ou très faiblement divergent. Ces expériences ont permis de montrer que la distance de filamentation pouvait être contrôlée en appliquant une dérive de fréquence (chirp) négatif à l'impulsion laser. Par ailleurs, en filamentation à longue distance, deux cas de filamentation laser ont été mis en évidence : filamentation avec création de canaux de plasma sur des distances allant jusqu'à 400 m et au-delà formation de canaux de lumière intense sans plasma. Les filaments lasers créant un canal de plasma résultent de la compétition dynamique entre effet Kerr et défocalisation par le plasma ; dans le cas des canaux de lumière ceux-ci résultent de la compétition entre effet Kerr et diffraction. Enfin, des mesures de la taille du faisceau après 1 km de propagation ont été effectuées.

I.1 Contrôle de la distance de filamentation par le chirp

En 2002, il avait été avancé que théoriquement, lors de la propagation longue distance d'un faisceau laser dans l'air, la dispersion de vitesse de groupe jouait un rôle non négligeable [Sprangle 02]. Les différentes fréquences de l'impulsion se propageant à des vitesses différentes, la durée de l'impulsion augmente au cours de la propagation alors que la puissance crête diminue. Ainsi, dans l'air à 800 nm, les hautes longueurs d'onde se propagent plus vite que les basses (le « bleu » est retardé). Cet effet de la dispersion peut en théorie être pré-compensé en appliquant à l'impulsion initiale un chirp (dérive de fréquence) négatif, complémentaire de la dispersion de l'air. L'air devrait compresser l'impulsion lors de sa propagation et la puissance crête maximale pourra être atteinte après plusieurs mètres (centaines de mètres) de propagation. L'analyse des résultats de la campagne de l'École Polytechnique avait montré que la dispersion de l'air avait finalement peu d'influence dans le cadre de ces expériences où la filamentation était obtenue uniquement à partir de quelques centaines de mètres. Toutefois, son effet pourrait se cumuler et devenir significatif pour des distances beaucoup plus importantes comme celles étudiées ici, ceci constitue donc un point à vérifier lors de cette étude.

Pour des impulsions d'énergie constante, appliquer un chirp à une impulsion laser entraîne une diminution de la puissance crête, et donc se traduit par un allongement temporel de l'impulsion. Par ailleurs, pour un faisceau laser collimaté, la distance de formation des filaments est inversement proportionnelle à la puissance crête dans le faisceau. On peut ainsi aisément contrôler la distance à partir de laquelle la filamentation commence : plus l'impulsion initiale sera chirpée (et donc allongée), plus la distance nécessaire à la formation des filaments sera grande (Figure 80). Ce principe a été utilisé lors des essais de 2003 sur le site de l'École Polytechnique.

Dans le cas des lasers basés sur l'amplification à dérive de fréquence, on peut facilement ajouter du chirp à l'impulsion en réglant la distance entre les réseaux du compresseur. On dispose ainsi d'un outil pour contrôler la distance à partir de laquelle la filamentation commence : plus l'impulsion sera chirpée négativement, plus la distance avant le collapse sera grande (Figure 80).

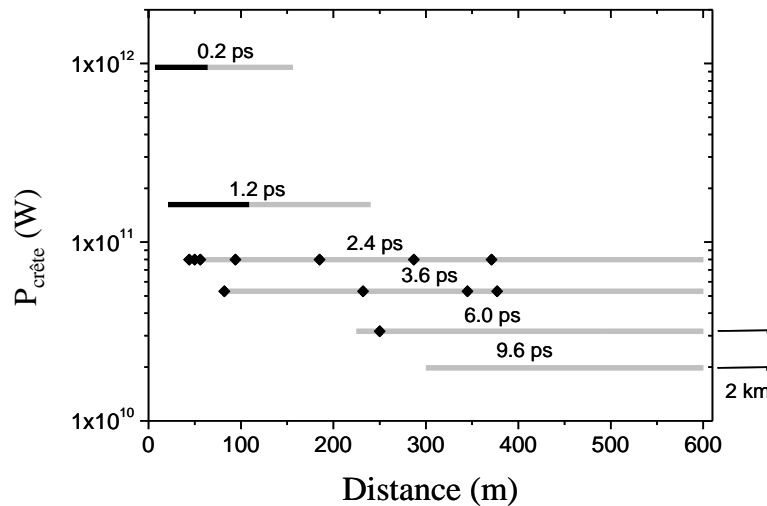


Figure 80 : Evolution de la longueur de filamentation en fonction de la distance de propagation en variant le chirp initial de l'impulsion laser. L'impulsion non chirpée a une durée minimum de 100 fs. Les lignes noires et les points noirs rendent compte de la présence d'ionisation et des canaux de plasma dans la section transverse du faisceau laser. Les lignes grises représentent la localisation des canaux de lumière intenses au cours de la propagation.

1.2 Influence de la durée initiale des impulsions sur la génération de plasma

La Figure 80 différencie également la propagation filamentaire avec canaux de plasma et la propagation filamentaire avec canaux de lumière (représentée en gris sur la Figure 80). Ces résultats ont été obtenus lors de la campagne sur le site de l'École Polytechnique. Pour des impulsions faiblement chirpées, l'ionisation est nécessaire pour contrebalancer l'effet Kerr. On obtient alors des canaux de plasma suivis de canaux de lumière où l'effondrement est arrêté par d'autres phénomènes saturants (dispersion de vitesse de groupe...) [Méchain 04], [Méchain 07]. Lorsqu'on augmente le chirp ($t \gg 1$ ps), le « régime » canaux de lumière devient dominant, et l'on n'observe que de rares points de plasma localisés. Enfin, pour un chirp très important (9,6 ps) on ne génère plus de plasma mais de très longs canaux de lumière jusqu'à 600 m.

Deux régimes de propagation autoguidée, ont donc été révélés lors de cette campagne, à courte distance et à longue distance :

- entre 0 et 150 m, on forme des filaments « classiques » qui s'accompagnent de la création de canaux de plasma et dans lesquels l'intensité laser est de l'ordre de $5 \cdot 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$. Leur longueur peut atteindre quelques centaines de mètres.
- au-delà de 150 m, on ne forme plus de filaments mais des canaux de lumière dans lesquels l'intensité est comprise entre $5 \cdot 10^{10}$ et $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$. L'intensité dans ces canaux est plus faible que dans les filaments, ils génèrent donc moins de lumière blanche dans l'air et ne produisent pas de plasma. Mais cette intensité est a priori suffisante pour produire du continuum dans des solides (comme, par exemple, une lame de verre).

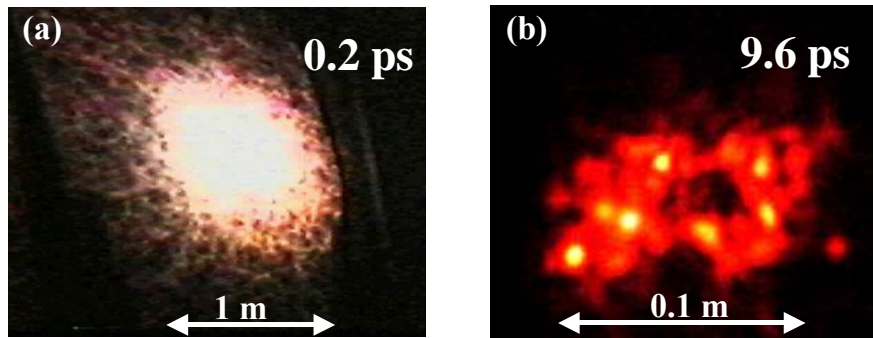


Figure 81 : Comparaison de deux profils transverses du faisceau laser à 1010 m.
(a) chirp négatif minimum $\tau_p = 0,2$ ps, (b) chirp négatif maximum $\tau_p = 9,6$ ps.

1.3 Génération de lumière blanche

Lors de la filamentation laser femtoseconde, l'effet Kerr focalise spatialement le faisceau et modifie simultanément la forme temporelle de l'impulsion. C'est le phénomène d'auto-modulation de phase qui va se traduire dans le domaine spectral par la génération de nouvelles fréquences de part et d'autre du spectre du laser, initialement centré à 800 nm. On parle de génération de continuum de lumière blanche, puisque le spectre en sortie de filament peut couvrir toute la gamme du visible. En laboratoire, la filamentation dans la silice d'une impulsion dont le spectre est centré à 800 nm et de 20 nm de largeur à mi-hauteur, peut ainsi produire un continuum allant de 400 nm à 1,2 μm (chapitre IV). De plus, ces nouvelles fréquences ne sont pas toutes générées suivant l'axe de propagation et une partie du continuum va former un cône divergent que l'on appelle émission conique.

Pour la génération de lumière blanche, plus l'impulsion initiale est courte, plus l'extension du continuum dans le domaine visible va être importante. Le cône de lumière blanche généré est alors fortement divergent. Afin de produire une lumière blanche à grande distance, deux solutions sont envisageables. La première consiste à créer des filaments dans l'air à ~ 50 m avec une impulsion faiblement chirpée pour obtenir à 1 km un faisceau de continuum de 1 m de diamètre (Figure 81a). La deuxième option est de former des canaux de lumière à grande distance (Figure 81b) pour les faire filamenter dans des solides permettant la filamentation laser et ainsi générer un continuum intense à très grande distance.

1.4 Effets de la turbulence sur la filamentation laser

Dans le cadre d'une propagation très longue distance dans l'air, on ne peut que supposer que la turbulence atmosphérique aura une importance capitale. De nombreuses études ont été faites sur l'influence de la turbulence atmosphérique sur la propagation linéaire de faisceau laser. Dernièrement deux groupes se sont attachés à l'effet de la turbulence sur la propagation non-linéaire de faisceau laser [Houard 08] et [Salamé 07]. Grâce à des expériences en laboratoire avec une cuve à turbulence et une étude numérique du phénomène, ils ont pu conclure qu'une fois le filament formé celui-ci est moins affecté qu'un faisceau linéaire par les turbulences atmosphériques. En revanche, si les turbulences affectent le début de la propagation du faisceau avant l'effondrement de celui-ci, elles peuvent empêcher la formation de filaments laser.

Une expérience de filamentation sur une distance de plusieurs kilomètres n'ayant jamais été effectuée, il se peut que la turbulence atmosphérique affecte le faisceau pendant sa propagation linéaire de telle manière que la filamentation à une distance aussi éloignée soit impossible. Nous

avons essayé pendant cette campagne de tenir compte des paramètres météorologiques pouvant affecter la propagation du faisceau. Cependant, nous ne possédions pas le matériel adéquat pour mesurer le niveau de turbulence et ainsi mener une étude approfondie du phénomène.

1.5 Conclusion

Lors de la campagne de filamentation longue distance effectuée à l'École Polytechnique en 2003, la production de plasma par filamentation avait été observée jusqu'à une distance de 400 m environ mais pas au-delà. La distance de filamentation laser avait été contrôlée uniquement au moyen d'un chirp négatif imprimé à l'impulsion et le faisceau laser n'était pas focalisé mais se propageait de façon collimatée. Deux modes de propagation non-linéaire avaient alors été mis en évidence : les filaments classiques (canaux de plasma) et les canaux de lumière.

Pour la campagne de juin 2010 effectuée au Canada, nous avons choisi de faire varier la durée initiale de l'impulsion à l'aide du chirp (comme précédemment) ainsi que le diamètre et la convergence du faisceau laser initial. L'objectif de la campagne était de générer localement une intensité laser élevée jusqu'à une distance de 1 kilomètre ou au-delà. Pour atteindre cet objectif, nous avons cherché à optimiser tous les paramètres du faisceau laser pour obtenir un nombre maximum de filaments le plus loin possible.

II. Etude expérimentale de la propagation longue distance d'un faisceau femtoseconde intense

II.1 Conditions expérimentales

II.1.1 Caractéristiques du laser femtoseconde

La source laser utilisée est le laser canadien T&T, un laser de classe Terawatt transportable qui permet de faire des expériences en laboratoire et sur le terrain. Intégré dans un demi-conteneur standard, il est composé d'une partie laser et d'une partie contenant le système d'air conditionné, les différents circuits de refroidissement et les commandes de contrôle du laser.

Le laser délivre des impulsions de 45 fs avec une énergie de 170 mJ ($P_{max} \sim 4$ TW) à une cadence de 10 Hz. Ce système basé sur la technologie CPA (Chirped Pulse Amplification) utilise des cristaux de Ti:Sa comme milieu amplificateur. Le spectre du laser est centré à 800 nm et a une largeur à mi-hauteur de 27 nm. Le profil spatial du faisceau en sortie de chaîne est supergaussien et présente une légère ellipticité avec une largeur à mi-hauteur de 30 mm horizontalement, et 17 mm verticalement, voir Figure 82.

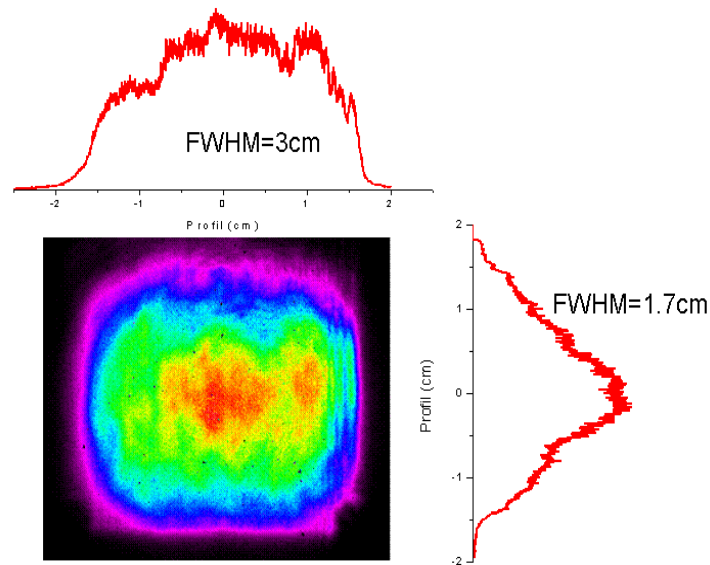


Figure 82 : Profil initial du faisceau laser

Lors des expériences, le régime de filamentation laser est contrôlé grâce à un télescope permettant de changer la convergence du faisceau et un étireur d'impulsion permettant de changer la durée initiale de l'impulsion en lui imposant une dérive de fréquence (chirp).

Le télescope était placé à 3,8 m de la sortie laser et le faisceau incident sur le télescope avait un diamètre de 30 mm.

Deux combinaisons de miroirs ont été utilisées pour un grandissement G de :

- $G = 3$ Miroir convexe multidiélectrique : $f = -50$ cm
Miroir parabolique métallisé (15 cm de diamètre) $f = 152,4$ cm
- $G = 4,1$ Miroir convexe multidiélectrique : $f = -50$ cm
Miroir parabolique métallisé (30 cm de diamètre) $f = 203,2$ cm

II.1.2 Moyens techniques à disposition

Le site, mis à disposition par le RDDC Valcartier permet d'effectuer en toute sécurité des tirs lasers horizontaux en plein air sur des distances continûment variables pouvant aller jusqu'à 2,5 km. Une photographie de ce corridor est présentée à la Figure 83. Le premier kilomètre est constitué d'une route carrossable parallèle à un chemin au-dessus duquel se propage le faisceau laser. Après le premier kilomètre, un abaissement de terrain, causé par une rivière, rend impossible la prise de mesures sur 200 m. Enfin, à partir de 1,3 km, on retrouve le chemin carrossable le long du faisceau laser. Au-delà, le chemin monte rapidement à flanc de montagne jusqu'à 2,5 km.

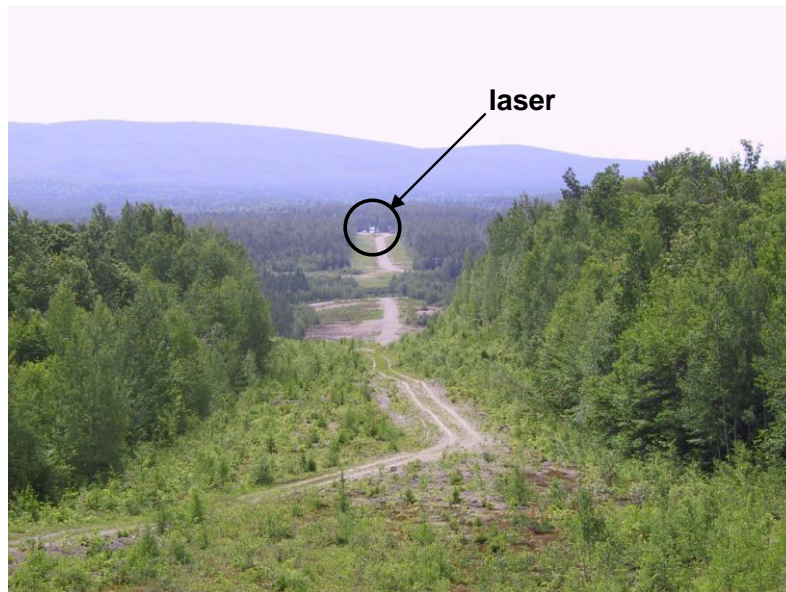


Figure 83 : Champ de tir du RDDC où la 2^{de} campagne d'essais a eu lieu.

La source laser était installée dans un hangar dont une porte s'ouvrait à une extrémité pour laisser passer le faisceau vers le corridor. Le faisceau se propageait en extérieur et était donc soumis aux turbulences atmosphériques ce qui risquait de perturber la formation des filaments [Houard 08, Chin 02]. Un faisceau femtoseconde s'autofocalise sur une distance qui peut varier de quelques mètres à plusieurs centaines de mètre suivant le chirp, le diamètre du faisceau et la focale du télescope. Puis, le régime de propagation non-linéaire commence, c'est-à-dire le faisceau reste filamenté sur dix à cent mètres. D'après plusieurs études expérimentales antérieures, les perturbations prédominantes sont celles induites avant la formation des filaments (lors de la propagation linéaire) [Houard 08]. Ainsi, pour diminuer l'effet des turbulences atmosphériques sur la filamentation du faisceau, des tentes ont été installées en sortie du hangar sur 15 m pour protéger la propagation du faisceau. Le faisceau laser femtoseconde se propageait donc sur 15 m dans le hangar, puis sur 15 m sous des tentes, comme illustré sur la photographie de la Figure 84. Les distances de propagation données dans ce rapport ont été mesurées à l'aide d'un télémètre depuis le télescope en sortie de laser.



Figure 84 : Installation du laser femtoseconde.

Par ailleurs, comme les essais ont eu lieu en extérieur, les expériences d'endommagement et d'éblouissement ainsi que les mesures de spectres de lumière blanche ont été réalisées dans une camionnette équipée d'une table optique (Figure 85). Ce dispositif présentait de nombreux avantages :

- les équipements de mesure étaient à l'abri en cas d'intempéries,
- le banc de mesure était mobile et pouvait se déplacer le long du faisceau,
- en fermant la camionnette à l'aide d'une bâche, il était possible de réduire la luminosité à l'intérieur pour la visualisation du faisceau et l'acquisition des spectres,
- la table optique était au niveau du faisceau laser.



Figure 85 : Laboratoire mobile.

II.2 Calcul de la distance d'auto-focalisation

Rappelons que dans l'air, un faisceau laser d'une puissance crête P supérieure à la puissance critique $P_{cr} = 3,2 \text{ GW}$ peut donner naissance à des filaments au cours de sa propagation. Un filament consiste en un canal cylindrique de $0,1 \text{ mm}$ de diamètre, d'une intensité optique de $10^{13} \text{ Watt/cm}^2$ et générant un plasma d'une densité de $10^{16} \text{ électrons/cm}^3$.

Potentiellement, dans nos expériences avec le T&T, le rapport P/P_{cr} étant très supérieur à 1, on s'attend à pouvoir former plusieurs centaines de filaments. La position, la longueur des filaments et leur nombre dépendent de deux paramètres que l'on peut faire varier facilement :

1) la courbure initiale du front d'onde : le T&T est muni en sortie d'un télescope à miroirs hors axe de focale variable.

2) la durée initiale de l'impulsion : en faisant varier l'écartement entre les réseaux du compresseur du laser T&T, on imprime une dérive de fréquence à l'impulsion délivrée. Il est alors possible d'augmenter la durée de l'impulsion et donc d'abaisser le rapport P/P_{cr} . Nous avons utilisé une dérive de fréquence positive et négative afin d'étudier l'influence de la dispersion de l'air dans la propagation d'une telle impulsion sur plusieurs centaines de mètres.

Il n'existe pas de relations simples permettant de prévoir la localisation et le nombre des filaments ionisés en fonction des caractéristiques initiales du faisceau. Cependant il est utile de rappeler quelques relations gouvernant l'auto-focalisation. Ces relations sont valables pour un faisceau gaussien et vont donner une idée qualitative de certaines propriétés des canaux ionisés. On utilisera ce dimensionnement des canaux ionisés pour caractériser la propagation du faisceau laser afin d'exploiter les mesures faites au Canada.

- Champ électrique d'une onde gaussienne

Considérons une impulsion de pulsation ω_0 , de durée τ définie en $1/e^2$, de *chirp* linéaire C . Le champ électrique d'une onde gaussienne correspondant peut s'écrire :

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-i\omega_0 t} e^{-r^2/w_0^2} e^{-t^2/2\tau^2} e^{-ikr^2/2R} e^{-iCt^2/2\tau^2}, \quad \text{II-1}$$

où E_0 est le champ électrique initial, w_0 est le col et R le rayon de courbure.

Remarquons que la durée à mi-hauteur est $\Delta t = 2\tau (\ln(2))^{1/2}$.

Si l'on comprime cette impulsion, sa durée minimale τ_0 est donnée par :

$$\tau_0 = \tau / \sqrt{1 + C^2} \text{ avec } C = \frac{\gamma_2}{\tau_0^2}, \quad \text{II-2}$$

où γ_2 est la phase quadratique (*chirp* initial) que l'on exprimera en fs^2 .

- Puissance critique d'auto-focalisation [Marburger 75]:

Elle se calcule suivant la relation :

$$P_{cr} = \frac{3,77 \cdot \lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2}. \quad \text{II-3}$$

Pour mémoire, dans l'air, la dispersion de vitesse de groupe est donnée par $\beta_2 = 21 \text{ fs}^2/\text{m}$, l'indice non-linéaire est donné par $n_2 = 3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ et la puissance critique est $P_{cr} = 3,2 \text{ GW}$ pour $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$.

- Distance d'auto-focalisation

Pour une onde plane, la distance d'auto-focalisation Z_p (ou distance de collapse) [Marburger 75] :

$$Z_p = \frac{0.367 z_R}{\sqrt{\left[\left(\frac{P}{P_{cr}} \right)^{1/2} - 0.852 \right]^2 - 0.021904}} \quad \text{II-4}$$

où z_R est la longueur de Rayleigh $z_R = k_0 w_0^2 / 2$.

Pour une onde focalisée, dans le cas d'une courbure initiale R du faisceau, la distance d'auto-focalisation Z_f est donnée par :

$$\frac{1}{Z_f} = \frac{1}{R} + \frac{1}{Z_P} \quad \text{II-5}$$

II.3 Détermination des paramètres optimaux pour la filamentation

Nous souhaitons déterminer les caractéristiques optimales du faisceau pour obtenir pour chaque position du laboratoire mobile le maximum de filaments laser. Pour cela on maximise la densité du plasma puisqu'une densité de plasma maximale correspond à un maximum d'intensité laser. On modifie alors la courbure du front d'onde et la durée initiale de l'impulsion en sortie de laser, paramètre qui vont influencer sur la distance de filamentation laser.

On a pu mesurer l'évolution de la densité électronique de plasma en fonction des paramètres lasers en détectant le rayonnement émis latéralement par le plasma à la fréquence de 10 GHz. La Figure 86 montre le schéma de principe du détecteur à 10 GHz et la Figure 87 montre une photographie du détecteur muni de son cornet de réception.

Le détecteur est constitué d'un cornet d'adaptation en forme de pyramide, relié à un guide d'onde agissant comme un polariseur. Le signal détecté est ensuite directement amplifié par un amplificateur à faible bruit (Miteq) puis filtré par un filtre passe bande 10-12 GHz (Micro-tronics, BPC12545). Le signal est ensuite réamplifié (Miteq) et détecté par une diode à effet tunnel (Herotek, DT8016).

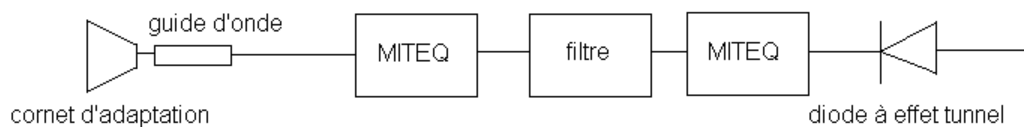


Figure 86 : Schéma de principe du détecteur RF à 10 GHz.

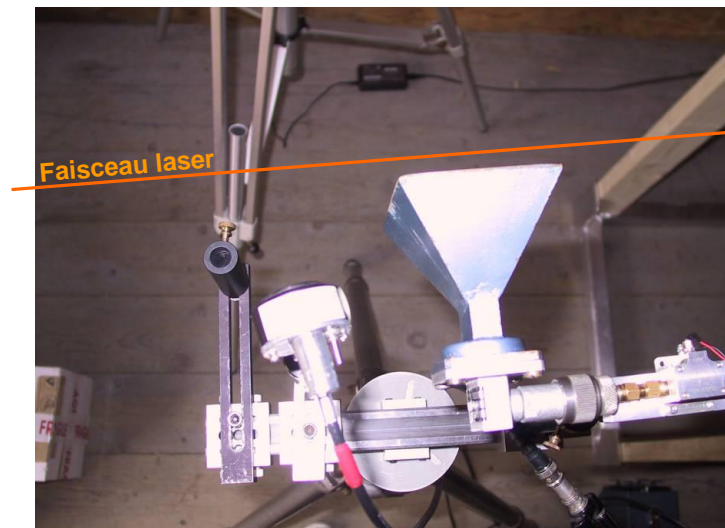


Figure 87 : Photographie du montage à l'intérieur du laboratoire mobile.

La Figure 88 donne un exemple de courbe d'optimisation tracée pour une focale de 154 m en fonction du *chirp* de l'impulsion initiale, à 145 m. Les caractéristiques optimales sont rassemblées dans le Tableau 5.

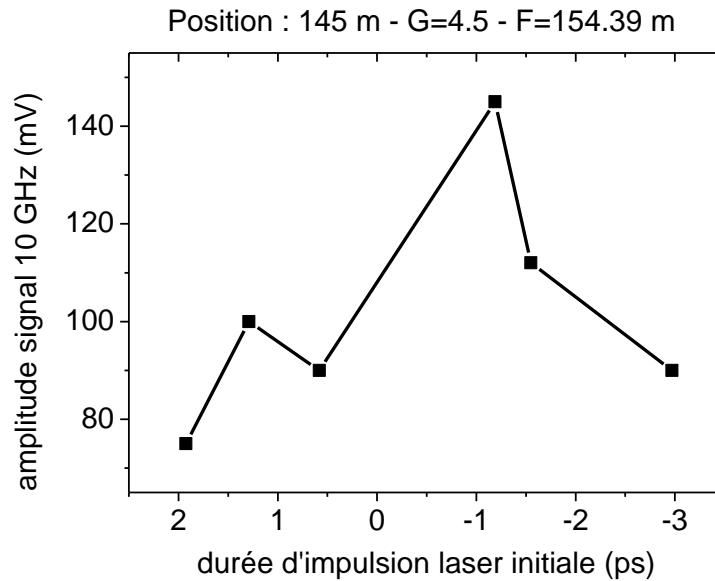


Figure 88 : Signal mesuré à 145 m avec le détecteur 10 GHz en fonction de la durée de l'impulsion que l'on fait varier en changeant le chirp initial (le signe du chirp est traduit par le signe de la durée sur le graphique).

D _i en mètres	G	Δt (ps)	γ_2 (fs ²)	$\beta_2 D$ (fs ²)
145	3	1,19	-55 930	3 045
145	4,1	1,19	-55 930	3 045
300	4,1	3,68	-173 000	6 300
500	4,1	4,39	-206 300	10 500
1000	4,1	2,97	-139 600	21 000
1300	4,1	2,97	-139 600	27 300
1467	4,1	2,97	-139 600	30 810

Tableau 5 : Valeurs optimales du chirp obtenues expérimentalement à différentes distances D_i, pour différents grandissements G avec Δt la durée d'impulsion initiale, γ_2 le chirp en fs², et $\beta_2 D$ la dispersion subie par l'impulsion au cours de sa propagation dans l'air.

Nous souhaitons vérifier si la dispersion de vitesse de groupe joue un rôle important pour ces grandes distances de propagation comme cela avait été expliqué théoriquement [Sprangle 02]. La filamentation du faisceau femtoseconde a été observée à des distances très supérieures à celles de la campagne de 2003 à l'École Polytechnique. Il est donc intéressant de comparer le *chirp* négatif γ_2 , imprimé à l'impulsion initiale pour l'optimisation des filaments, à la dispersion $\beta_2 D$ subie par l'impulsion au cours de sa propagation dans l'air sur une distance D . Le Tableau 5 rassemble les résultats. La durée de l'impulsion compressée vaut $\tau_0 = 47$ fs. L'examen du tableau montre que la dispersion de l'air $\beta_2 D$ reste négligeable devant le *chirp* γ_2 pour toutes les distances étudiées. On retrouve donc un comportement similaire à celui observé lors des premières expériences effectuées par le LOA. Ainsi, même à très grande distance, la fonction principale du *chirp* n'est pas de pré-compenser la dispersion de l'air mais uniquement de réduire la puissance crête de l'impulsion afin de retarder la formation des filaments. Notons que, dans ce cas, le *chirp* imprimé à l'impulsion peut aussi bien être positif que négatif.

L'énergie délivrée par le laser est 175 mJ. La durée de l'impulsion comprimée est 47 fs. La puissance crête des impulsions est alors $P_0 = 3,7$ TW et le rapport P_0/P_{cr} vaut dans ces conditions 1000. Quand on augmente la durée de l'impulsion (en augmentant le *chirp*), la puissance crête diminue dans le rapport $\Delta\tau/\tau_0$. L'allongement de l'impulsion est utile pour rallonger la distance à laquelle le faisceau va s'effondrer jusqu'à la distance désirée en modifiant le rapport P/P_{cr} . Examinons alors l'influence

de la variation du rapport P/P_{cr} sur la distance d'auto-focalisation du faisceau laser. Dans le Tableau 6, ces grandeurs sont indiquées en fonction des différentes distances étudiées.

D_i (m)	G	d Diamètre (cm)	Δt (ps)	P/P_{cr}	Focale (m)	Z_f (m)
145	3	120	1,19	40	205	158
145	4,1	164	1,19	40	154	138
300	4,1	164	3,68	13	293	277
500	4,1	164	4,39	11	432	405
1000	4,1	164	2,97	16	1426	1044
1300	4,1	164	2,97	16	2583	1553
1467	4,1	164	2,97	16	2067	1073

Tableau 6 : Calcul du rapport P/P_{cr} , et de la longueur d'auto-focalisation Z_f du faisceau focalisé pour les configurations optimales déterminées précédemment avec d diamètre initial du faisceau laser après passage dans le télescope.

Dans la référence [Fibich 05], l'auteur définit plusieurs régimes d'auto-focalisation en fonction du rapport P/P_{cr} . Lorsque $P/P_{cr} > 40$, l'effondrement du faisceau est accéléré, on atteint un régime de multifilamentation qui commence avant l'effondrement du faisceau dans le cas d'un mono-filament. Dans ce régime, les filaments s'organisent autour des points chauds du faisceau. Cela a pour conséquence d'avancer la position du collapse, c'est-à-dire de réduire la distance d'auto-focalisation, considérablement par rapport aux prévisions données par la formule de Marburger [Marburger 75] rappelée à l'équation 4.

Dans le cas d'un rapport $P/P_{cr} < 40$, le bruit spatial du faisceau, c'est-à-dire les points chauds dans son profil spatial, n'ont pas d'influence sur la distance de collapse du faisceau. Lors des expériences au Canada, nous étions dans ce cas, ce qui nous a permis de mieux contrôler la filamentation.

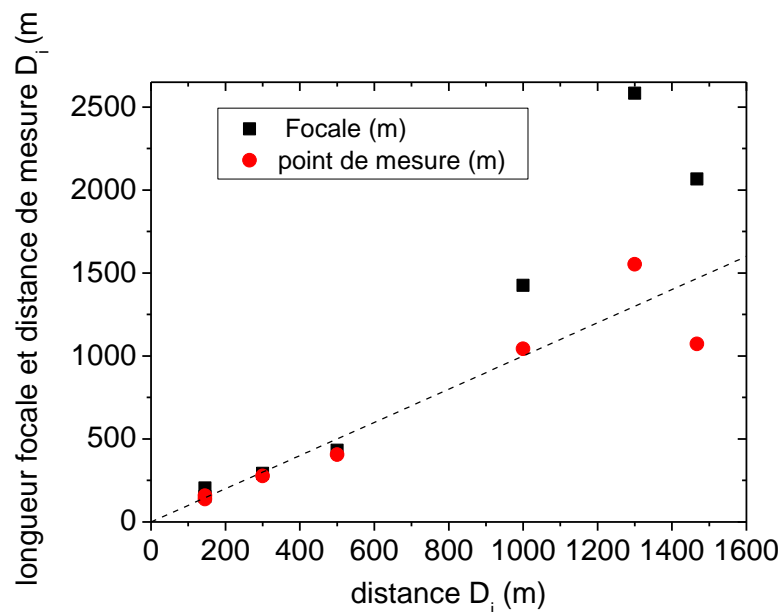


Figure 89 : Distance focale du télescope et distance de collapse mesurée en fonction de la distance de travail D_i .

La Figure 89 présente la distance focale du télescope utilisé et la distance de travail en fonction de la distance de travail. On peut remarquer une cohérence entre le modèle simple, qui prévoit le début de la filamentation avant le foyer linéaire, et les mesures. Jusqu'à une distance de 600 m, les résultats optimums sont obtenus lorsque le foyer non-linéaire est situé quelques mètres avant la

distance de travail. Ce résultat n'est plus valable pour les deux derniers points. On peut conclure que jusqu'à 1 km, il est possible de jouer sur les paramètres lasers afin de repousser le collapse jusqu'à la distance souhaitée pour l'expérience. Après 1 km, l'optimisation de la focale du télescope est plus difficile (car les réglages du télescope sont plus sensibles et les aberrations et les effets de la turbulence deviennent prépondérants). Par conséquent, on imprime à l'impulsion un chirp plus important afin de repousser le collapse.

II.4 Longueur du canal ionisé

Pour chaque distance d'observation D_i , le profil du faisceau et le nombre de filaments ont été mesurés à l'aide de brûlés sur papier photographique à différentes positions autour du point focal géométrique. Ces mesures permettent d'identifier la présence de filament et ainsi d'estimer la longueur des canaux ionisés, et le nombre de filaments observés à chaque position. Pour chaque valeur de D_i , la longueur sur laquelle l'air est ionisé est mesurée à l'aide d'impacts sur du papier photographique Fujifilm (Fujipro WP FM2). Le papier photo est préalablement insolé pendant quelques minutes pour augmenter sa sensibilité. Il est placé devant le faisceau et reçoit une impulsion laser unique. Les longueurs sur lesquelles nous avons pu observer de l'ionisation en fonction des paramètres laser sont indiquées dans le Tableau 7.

D_i (m)	G	Amplitude maximale mesurée pour le détecteur à 10 GHz (mV)	Δt (ps)	Longueur d'ionisation (m)	
			F (m)	Position début-fin (m)	Longueur totale (m)
145	4,1	160	1,19 154,39	125-165	40
300	4,1	xx	3,68 292,8	215-335	120
500	4,1	15	4,39 432,14	350-500	150
1000	4,1	1,6	2,97 1425,83	650-1000 (mesure impossible après 1 km : présence d'une rivière)	350

Tableau 7 : Paramètres laser retenus et longueur du canal ionisé pour chaque distance de travail. (N = non mesuré).

Ces résultats sont présentés à nouveau dans la Figure 90, les points noirs indiquent la distance à laquelle le brûlé effectué a révélé la présence d'un canal de plasma. Les lignes grises traduisent la présence de canaux de lumière. L'insert en Figure 90 montre un exemple d'impact sur papier photographique produit par un canal de lumière et par un canal de plasma. Un filament produit une tache ronde dont le centre d'un diamètre de $\sim 100 \mu\text{m}$ est totalement brûlé. Au contraire, un canal de lumière va produire une tache ronde symétrique d'un diamètre de 2 mm environ. Les canaux de lumière permettent à l'énergie de l'impulsion de continuer à se propager avec un minimum de diffraction sur de longues distances de l'ordre de plusieurs centaines de mètres. Ils ne sont cependant pas assez intenses pour ioniser l'air. A une distance de 1,5 km, aucun canal de plasma n'a pu être obtenu mais nous avons observé des canaux de lumière. Ces résultats confirment les observations de Méchain et al., selon lesquelles les canaux de plasma évoluent en canaux de lumière dans le cas d'une filamentation laser longue distance.

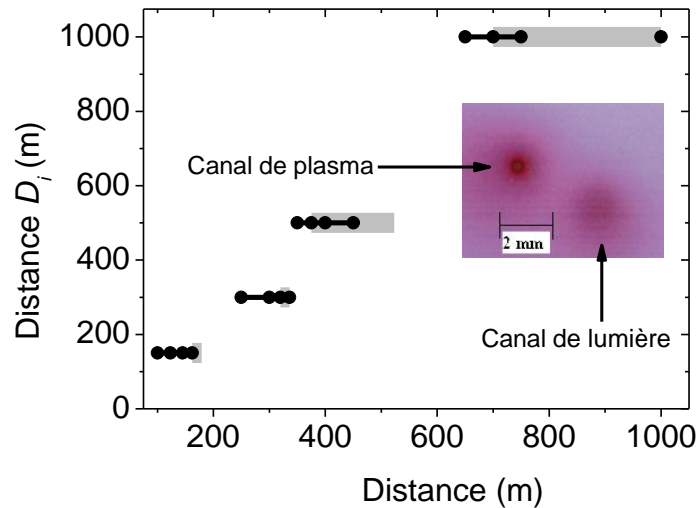


Figure 90 : Mesure de la position des canaux de plasma (point noir) et la position des canaux de lumière (ligne grise) pour différentes distances D_i . En insert : exemple d'impact sur papier photographique montrant la présence de canaux de plasma et de canaux de lumière à une distance de 700 m.

La Figure 90 montre que la longueur sur laquelle l'air est ionisé augmente linéairement avec la distance d'optimisation D_i , pour atteindre 350 m pour $D_i = 1$ km. L'évolution du nombre de filaments est présentée en Figure 91. Le nombre moyen de filaments décroît de 17 à ~ 3 au-delà de 300 m puis reste le même jusqu'à 1 km.

Il convient de préciser que lors de ces mesures, il ne s'agit évidemment pas du même filament en début et en fin de zone ionisée. En effet, dans le cas de la multifilamentation, comme la puissance laser crête est largement supérieure à la puissance critique, certains filaments peuvent débuter au début de la zone d'ionisation et d'autres commencer uniquement au milieu de la zone ionisée. Ainsi, le nombre de filaments (Figure 91) fait ici référence au nombre de filaments observés au point de la mesure, c'est-à-dire également le nombre moyen de filaments observés en différentes positions le long de la zone ionisée.

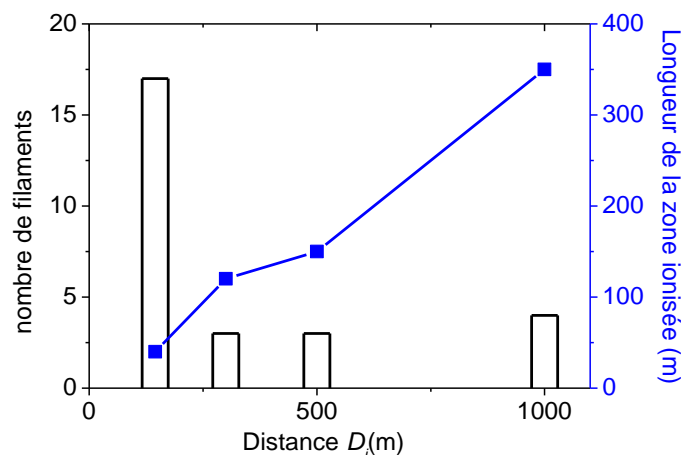


Figure 91 : Mesure de la longueur sur laquelle on observe de l'ionisation (point carré bleu) et du nombre moyen de filaments observés (barres) en fonction de la distance d'optimisation D_i .

On peut noter que le nombre moyen de filaments est en corrélation directe avec le rapport P/P_{cr} où $P_{cr} = 3,2$ GW est la puissance critique pour l'auto-focalisation dans l'air à 800 m (voir Figure 92). En effet, à 150 m P/P_{cr} est estimé à 40 puis a été diminué autour de 13 afin de pouvoir filamenter à de plus longues distances. Cette corrélation est en bon accord avec les prédictions théoriques [Couairon 07].

On définit le rendement de la façon suivante :

$$\eta = \frac{N_{\text{filaments}}}{P/P_{cr}} \quad \text{II-6}$$

Ce rendement met en avant le nombre de filaments disponibles par exemple pour endommager des fenêtres non transparentes ou créer un continuum de lumière blanche dans les solides transparents. On remarque que pour une distance $D_i > 200$ m, $P/P_{cr} \approx 15$, le rendement est de 0,25, tandis que pour une distance $D_i = 145$ m, $P/P_{cr} = 40$ le rendement est de 0,43. Le rendement diminue presque d'un facteur 2 au-delà de 200 m.

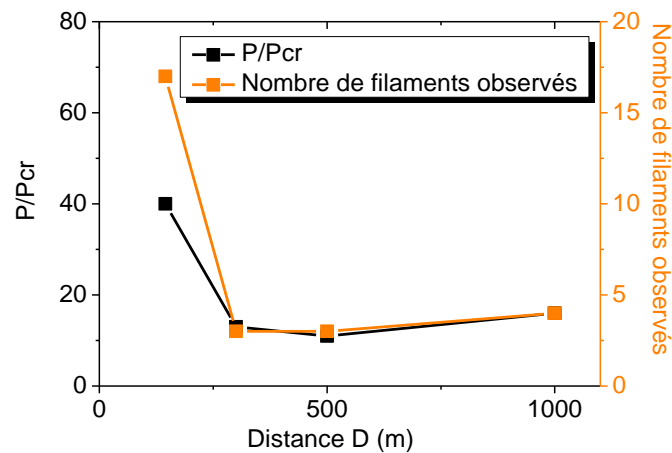


Figure 92 : Rapport P/P_{cr} et nombre de filaments observés en fonction de la distance D_i .

II.5 Conclusion

Nous avons montré qu'il était possible d'obtenir de la filamentation jusqu'à une distance de 1 km avec un laser de 200 mJ, 50 fs se propageant en espace libre. Il s'agit à ce jour d'un record mondial pour la filamentation laser à longue distance. Nous avons noté, qu'en propageant ainsi le faisceau horizontalement, la turbulence atmosphérique pouvait perturber le faisceau mais qu'elle n'annihilait jamais totalement la formation de filaments.

Nous avons déterminé pour différentes distances les paramètres laser optimaux, démontrant ainsi que l'on peut contrôler la distance de filamentation. Le chirp initial du laser ainsi que la convergence du faisceau nous ont permis de régler la distance de formation des filaments : le télescope modifie le point de focalisation linéaire et le chirp réduit la puissance crête afin de retarder la focalisation non-linéaire. La distance de filamentation a ainsi été repoussée jusqu'à 700 m. La production de plasma par filamentation laser a pu être mise en évidence, à l'aide d'un détecteur 10 GHz et de papier photographique pour la première fois jusqu'à une distance de 1 km. La longueur de la zone filamentée et le nombre de filaments dans le faisceau ont été mesurés grâce aux profils du faisceau recueillis sur papier photographique. Une longueur d'ionisation de 350 m a été mesurée. Nous avons

aussi confirmé expérimentalement que le nombre de filaments produits était lié au rapport P/P_{cr} . Enfin, nous avons confirmé les précédentes observations de l'évolution des canaux de plasma en canaux de lumière à grande distance. Ces canaux de lumière ont été observés jusqu'à 1500 m [Durand 11].

III. Génération de lumière blanche dans des solides transparents à grande distance

La partie précédente a présenté l'étude de la propagation longue distance d'un faisceau laser femtoseconde intense. Nous allons maintenant nous intéresser au laser femtoseconde comme source d'éblouissement pour des capteurs optroniques. La filamentation dans des matériaux produit une lumière blanche dont les propriétés particulières offrent de nouvelles perspectives.

III.1 Introduction

De nombreuses études ont démontré l'intérêt de la génération de supercontinuum par la filamentation laser dans les solides dans le domaine de la spectrométrie résolue en temps, de la compression d'impulsion, des lidars large spectre. Ces études se sont concentrées sur la partie du supercontinuum coté anti-Stokes (côté bleu du spectre) et sur des longueurs d'onde de filamentation de 800 ou 400 nm.

Lors de la filamentation laser, le spectre du laser s'élargit principalement dans le centre du faisceau, (partie blanche dans la Figure 93) en raison de l'automodulation de phase. Les anneaux colorés présentés en Figure 93 sont appelés émission conique. L'automodulation de phase étant proportionnelle à l'intensité laser, plus les filaments produits dans le solide seront intenses, plus la génération de lumière blanche dans le filament sera importante. De plus, dans le cas de la multifilamentation, chaque filament va générer du continuum et les continums de lumière émis par chaque filament vont s'additionner de façon cohérente [Yang 07], (Figure 94).

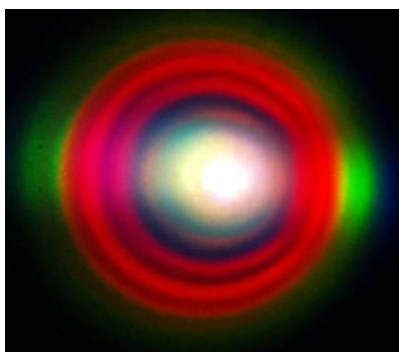


Figure 93 : Photographie du faisceau multicolore obtenu en laboratoire en focalisant une impulsion de 50 μ J dans un cristal de CaF_2 . Les anneaux colorés observés sont appelés émission conique (diamètre 10 cm).



Figure 94 : Photographie de l'émission conique (diamètre 30 cm) produite par filamentation dans l'air à 145 m du faisceau laser T&T (campagne d'octobre 2009 dans le tunnel du RDDC Valcartier).

III.2 Evolution du spectre du faisceau en fonction du chirp initial

Le spectre du laser mesuré après propagation montre une forte dépendance à l'intensité initiale de l'impulsion, due aux interactions non-linéaires de l'impulsion laser avec l'air. L'insert en Figure 95 montre deux résultats typiques obtenus après 1 km de propagation correspondant respectivement à une impulsion initiale de 0,84 ps (courbe rouge) et 6 ps (courbe noire). Il est à noter que cette mesure du spectre concerne l'ensemble du faisceau. La partie filamentée représente unique quelques pourcent de l'énergie laser (Figure 96). Pour cette raison nous négligeons dans la partie qui suit la contribution de l'ionisation au décalage spectral de l'impulsion. La comparaison des deux spectres montre que le faisceau ayant la durée d'impulsion initiale la plus courte, qui correspond à l'impulsion la plus intense, subit un décalage vers les basses fréquences. Les points rouges de la Figure 95 montrent la variation du centre de gravité du spectre en fonction de la durée de l'impulsion initiale lorsque la durée d'impulsion était changée en imposant un chirp négatif.

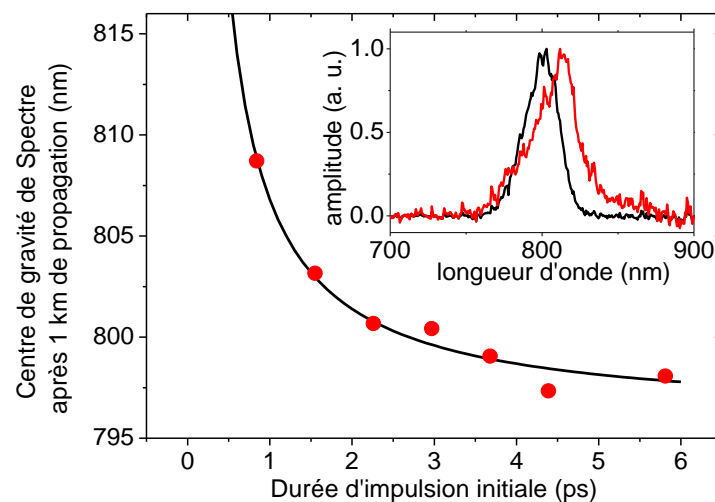


Figure 95 : Décalage Stokes du spectre après 1 km de propagation dans l'air en fonction de la durée de l'impulsion initiale. Les résultats de la mesure (points rouges) et du calcul (courbe continue) basé sur l'équation (III 1) sont représentés. La figure en insert montre le spectre du laser pour une durée initiale de 6 ps (courbe noire) et le spectre pour 0,84 ps (courbe rouge).

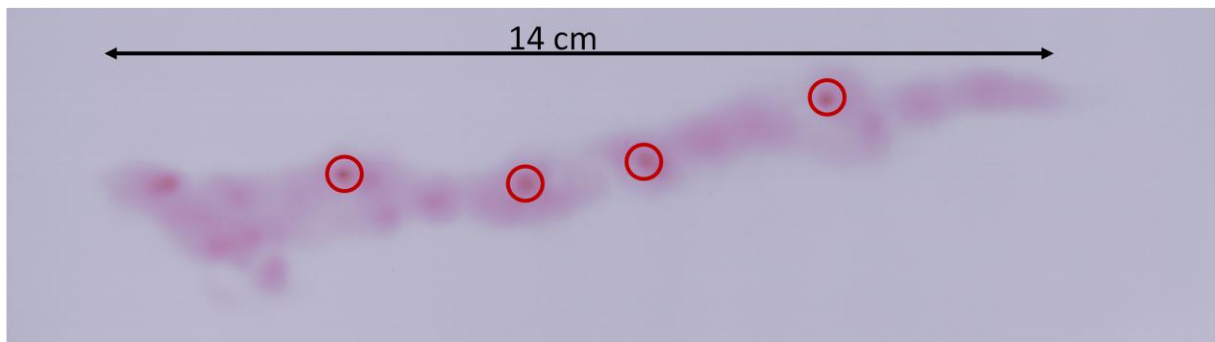


Figure 96 : Impact sur papier photographique obtenu à 1 km montrant la proportion de plasma (cercle rouge) vis-à-vis de l'ensemble du faisceau laser.

On attribue ce décalage Stokes du spectre de l'impulsion propagée dans l'air à l'effet Raman-Kerr [Ripoche 97] et on développe un modèle simplifié afin d'expliquer de façon plus quantitative les résultats expérimentaux.

En tenant compte uniquement des effets de phase et en négligeant les effets de diffraction et d'ionisation, l'équation d'évolution du champ électrique E dans l'approximation « semi-onde » s'écrit :

$$dE/dz = ikn(t)E, \quad \text{III-1}$$

où k est le nombre d'onde et $n(t)$ représente l'indice de réfraction dépendant de l'intensité. En prenant la transformée de Fourier du champ électrique E , on obtient l'équation d'évolution du spectre F :

$$dF/dz = ik \int_{-\infty}^{+\infty} n(t)E e^{i2\pi vt} dt. \quad \text{III-2}$$

En multipliant les membres de l'équation précédente par F^* et en additionnant le complexe conjugué, on obtient l'équation de propagation du module du spectre :

$$d|F|^2/dz = ik \int_{-\infty}^{+\infty} n(t)E F^* e^{i2\pi vt} dt + C.C. \quad \text{III-3}$$

On caractérise le décalage Stokes du spectre en introduisant la fréquence moyenne du spectre $\langle \nu \rangle$ définie par $\langle \nu \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \nu |F(\nu)|^2 d\nu / \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\nu)|^2 d\nu$.

$$\frac{d\langle \nu \rangle}{dz} = i k \int_{-\infty}^{+\infty} \nu d\nu \int_{-\infty}^{+\infty} n(t)E F^* e^{i2\pi vt} dt / \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt + C.C. \quad \text{III-4}$$

En utilisant les propriétés de la transformée de Fourier inverse, on obtient en intégrant sur ν ,

$$\frac{d\langle \nu \rangle}{dz} = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} n(t)E \frac{dE^*}{dt} dt / \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt + C.C. \quad \text{III-5}$$

et finalement,

$$\frac{d\langle \omega \rangle}{dz} = k \int_{-\infty}^{+\infty} n(t) \frac{dI}{dt} dt / \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt, \quad \text{III-6}$$

où $\omega = 2\pi \nu$ est la pulsation. On spécifie maintenant $n(t)$ et $I(t)$. La réponse de l'effet Kerr retardé peut être modélisée de la façon suivante :

$$n(t) = \frac{n_2}{\tau} \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-u}{\tau}\right) I(t-u) du, \quad \text{III-7}$$

où n_2 est le coefficient de réponse de l'effet Kerr instantané et τ est le retard. On rappelle que la variation de la durée de l'impulsion est obtenue en modifiant la distance entre les réseaux du compresseur. Sous cette condition, comme l'énergie du pulse reste constante, son intensité ne dépend que de sa durée. On modélise l'intensité $I(t)$ de l'impulsion de la façon suivante :

$$I(t) = (\Delta t_0 / \Delta t) I_0 \exp(-t / \Delta t)^2, \quad \text{III-8}$$

qui représente l'intensité de l'enveloppe d'une impulsion *chirpée* de durée Δt et d'énergie $\Delta t_0 I_0 \sqrt{\pi}$ indépendante de la durée d'impulsion. Avec Δt_0 correspondant à la durée d'impulsion minimale lorsque l'impulsion est au maximum de compression.

En utilisant les expressions de $n(t)$ et $I(t)$ l'évolution du centre de gravité du spectre est donnée par l'intégrale suivante :

$$\frac{d\langle \omega \rangle}{dz} = -(2kn_2 I_0 \Delta t_0 / t \sqrt{\pi} (\Delta t)^4) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} t e^{\frac{-t^2}{\Delta t^2}} e^{\frac{-u}{\tau}} e^{\frac{-(t-u)^2}{\Delta t^2}} dt du. \quad \text{III-9}$$

L'intégration donne

$$\frac{d\langle\omega\rangle}{dz} = -\frac{kn_2I_0\Delta t_0}{2\tau\sqrt{\pi}}\left\{\frac{\sqrt{2\pi}}{\Delta t} + \frac{\pi}{\tau}e^{\frac{\Delta t^2}{2x^2}}\left[\text{erf}\left(\frac{\Delta t\sqrt{2}}{2\tau}\right) - 1\right]\right\} \quad \text{III-10}$$

En pratique, pour les valeurs de τ et Δt considérées, le second terme de l'expression précédente est négligeable, on a donc $d\omega/dz = -kn_2I_0\Delta t_0/\tau\sqrt{2}\Delta t$.

Finalement, le décalage Stokes après une longueur de propagation z est donné par :

$$\frac{\Delta\langle\lambda\rangle}{\lambda_0} = -\frac{\Delta\langle\omega\rangle}{\omega_0} = \frac{kn_2I_0}{\tau\sqrt{2}\omega_0}\frac{\Delta t_0}{\Delta t}z, \quad \text{III-11}$$

montrant que le décalage Stokes est inversement proportionnel à la durée de l'impulsion Δt . La courbe noire (Figure 95) montre le décalage Stokes calculé à partir de l'équation (III-11). Ce modèle, même très simplifié, est en bon accord avec les mesures effectuées point rouge sur la Figure 95.

III.3 Lumière blanche générée à distance dans les solides transparents

Nous avons étudié à différentes distances la capacité du faisceau filamenté dans l'air à générer du continuum de lumière blanche dans différents matériaux transparents connus pour être adaptés à la génération de continuum, tels que la silice, le CaF_2 , le BK7 et le saphir [Brodeur 99]. Pour les distances d'optimisation D_i entre 150 m et 1 km, la présence de canaux de plasma permet de générer une émission de lumière blanche significative. Le continuum généré dans les différents matériaux a été observé sur un écran diffuseur. Une lentille a été utilisée pour collecter l'ensemble du cône de lumière blanche et le coupler dans la fibre optique du spectromètre (Figure 97).

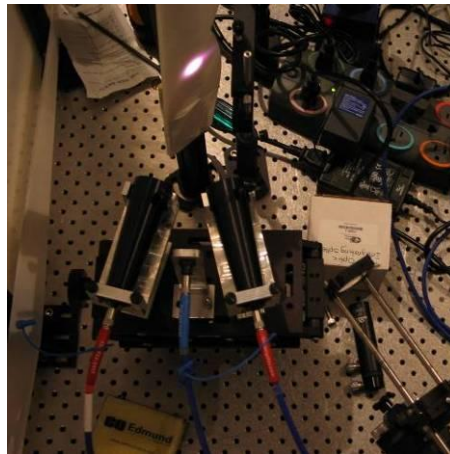


Figure 97 : Montage pour mesurer les spectres de continuum générés dans les solides à distance.

Les spectres mesurés pour toutes les distances D_i sont présentés dans les figures suivantes où chaque courbe est une moyenne sur 10 tirs laser. La courbe noire a été mesurée en l'absence d'échantillon et correspond donc au spectre du faisceau laser après propagation dans l'air sur une distance D_i . Pour chaque courbe, la réponse du spectromètre et de l'ensemble des optiques de collection a été prise en compte.

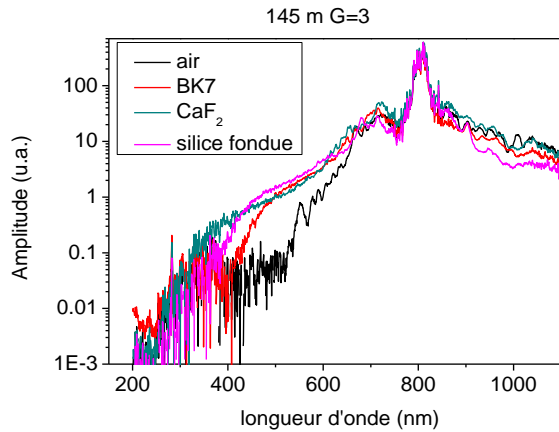


Figure 98 : Spectre généré dans différents solides transparents à une distance $D_i = 145$ m. La courbe noire montre le spectre obtenu en l'absence d'échantillon.

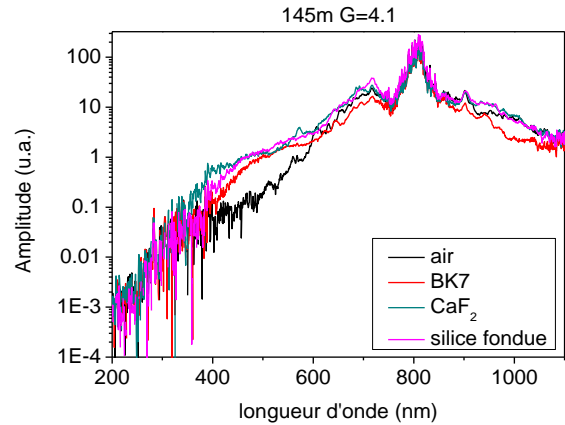


Figure 99 : Spectre généré dans différents solides transparents à une distance $D_i = 145$ m. La courbe noire montre le spectre obtenu en l'absence d'échantillon.

A 145 m, la distance choisie lors de la campagne précédente, nous avons étudié deux grandissements du télescope. Celui utilisé lors de la campagne d'octobre dans le tunnel $G = 3$ et celui utilisé pour étudier les distances supérieures à 145 m $G = 4,1$. Le spectre de la Figure 98 est assez similaire à ceux obtenus lors de la précédente campagne. La propagation en atmosphère turbulente (en extérieur) du laser femtoseconde influe donc peu sur le continuum généré à cette distance. Dans la Figure 98 et la Figure 99, on peut s'apercevoir que le grandissement du télescope n'a que peu d'influence sur le spectre de lumière blanche généré dans des solides à une distance de 145 m.

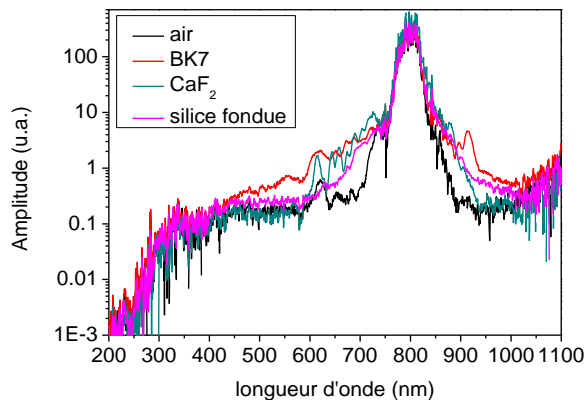


Figure 100 : Spectre généré dans différents solides transparents à une distance $D_i = 300$ m. La courbe noire montre le spectre obtenu en l'absence d'échantillon.

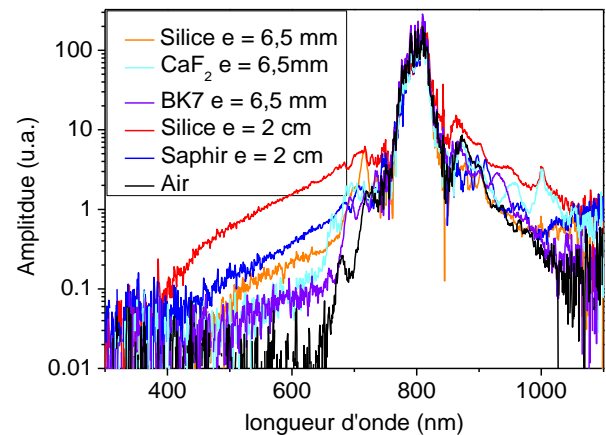


Figure 101 : Spectre généré dans différents solides transparents à une distance $D_i = 500$ m. La courbe noire montre le spectre obtenu en l'absence d'échantillon.

A 300 et 500 m, on constate que la contribution de la lumière blanche émise par le solide (courbes colorées) est plus importante que la lumière blanche générée lors de la propagation du filament laser dans l'air (courbe noire). Le faisceau filamente dans l'air sur une grande distance permettant ainsi l'accumulation de continuum. Cependant, les solides possédant un indice non-linéaire mille fois plus important que l'air, ils apportent une contribution importante au continuum de lumière blanche même si le filament créé à l'intérieur de ces solides est de très petite taille (ordre du mm/cm).

A 500 m, plusieurs épaisseurs d'échantillons ont été utilisées. Lorsque l'échantillon est plus épais, ce qui correspond à une augmentation de la longueur de filamentation dans le solide, on observe un continuum de lumière blanche plus intense entre 400 et 750 nm. En revanche, l'extension spectrale du continuum ne semble pas être liée à l'épaisseur du matériau.

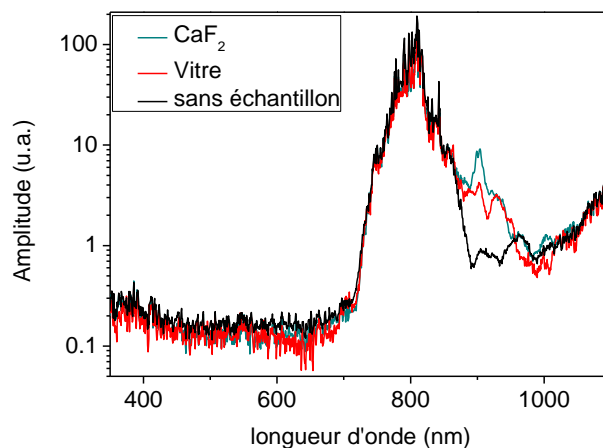


Figure 102 : Spectre généré dans différents solides transparents après une propagation de 1 km dans l'air. La courbe noire montre le spectre obtenu en l'absence d'échantillon.

A 1 km, la mesure du spectre du continuum de lumière blanche produit dans les solides transparents était particulièrement ardue en raison de l'instabilité du pointage du faisceau laser liée aux turbulences atmosphériques. Comme le montre la Figure 102, le spectre en sortie du solide (vitre ou lame de CaF_2) ne présente pas d'extension significative du côté du visible (aucun signal entre 400 et 700 nm). En revanche, une légère extension est observée du côté infrarouge.

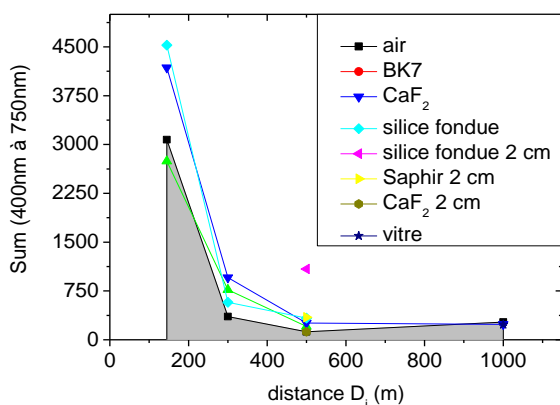


Figure 103 : Spectre intégré entre 400 et 750 nm, obtenu pour les différentes distances d'observation D_i .

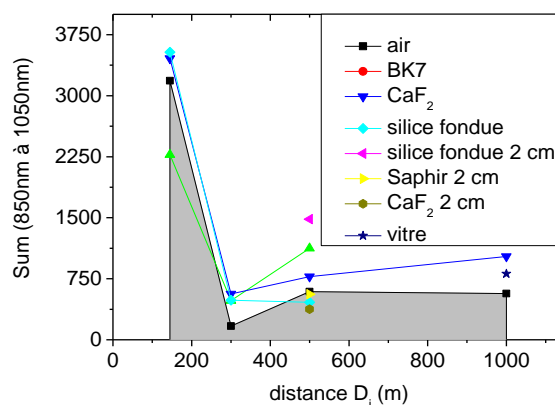


Figure 104 : Spectre intégré entre 850 et 1050 nm, obtenu pour les différentes distances d'observation D_i .

Les figures montrent qu'en moyenne, le continuum généré dans l'échantillon s'étend de 400 nm à 1,1 μm . Comme pour le nombre de filaments présenté en Figure 92, on observe une forte diminution de l'efficacité de génération de continuum dans les solides après 150 m puis une production stable jusqu'à 1 km (Figure 103 et Figure 104). Si l'on compare l'efficacité des différents matériaux pour générer du continuum, on ne note pas de différence significative et reproductible. Cette absence de différence, contraire aux prédictions théoriques, peut être due à l'instabilité de pointage du faisceau. Une étude en laboratoire serait plus à même de mettre à jour de façon quantitative les mérites

respectifs de ces différents matériaux. On note cependant que, comme on pouvait s'y attendre, les échantillons plus épais produisent un continuum plus intense quel que soit le matériau utilisé.

A une distance de 1,5 km, l'optimisation des paramètres laser n'a permis que l'obtention de canaux de lumière. Ces canaux de lumière sont cependant suffisamment intenses pour induire de la filamentation laser dans les solides transparents et générer un continuum de lumière blanche ainsi que de l'émission conique. Cependant, la mesure de ce continuum était rendu impossible par la grande instabilité du pointage du faisceau laser à cette distance.

III.4 Application à l'éblouissement de capteur optronique

Une des finalités de cette étude de la génération à distance de lumière blanche dans un solide est de tester la capacité d'un filament à éblouir à distance une caméra CCD sur un large domaine spectral en générant du continuum dans un hublot placé en avant de celle-ci. Une des caractéristiques importantes de la lumière blanche générée dans le solide est sa forte divergence, d'où l'appellation de cône de lumière blanche. Nous allons voir que cette particularité rend possible un éblouissement du capteur même lorsque la source laser est hors du champ de la caméra.

Afin d'éviter un éblouissement par la longueur d'onde fondamentale du laser, le capteur était protégée par deux filtres colorés BG 39 qui ne laissent passer que la partie visible du spectre ($\lambda < 700$ nm). Le dispositif expérimental est décrit dans la Figure 105. On notera que la lumière blanche obtenue lors de la filamentation laser dans l'air est négligeable devant celle produite par le hublot.

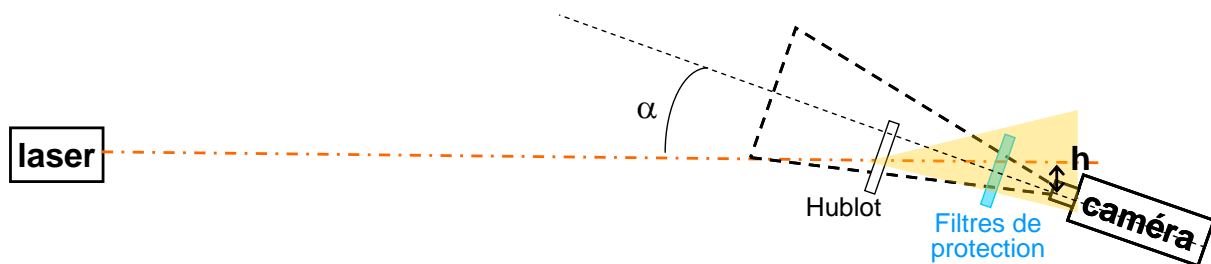


Figure 105 : Dispositif expérimental des expériences d'éblouissement de capteurs.

Les paramètres h et α permettent de déplacer le capteur de façon à ce que celui-ci ne soit pas dans le champ du laser. Comme l'émission conique provenant d'un hublot est très divergente, on peut toujours éblouir le capteur même si celui-ci est hors champ (Figure 106). La $\frac{1}{2}$ divergence du cône a été estimée à partir de la taille du cône de lumière blanche visible à l'œil sur l'objectif de la caméra, on trouve alors 150 mrad pour le BK7, 100 mrad pour la silice fondue et 65 mrad pour le CaF_2 . Plusieurs épaisseurs de hublot et plusieurs matériaux ont été testés, tels que la silice fondue et le CaF_2 . La distance du capteur par rapport au laser a aussi été variée de 300 m à 1,5 km. Des séries d'images ont été acquises pour chaque configuration lors de l'illumination par le laser.

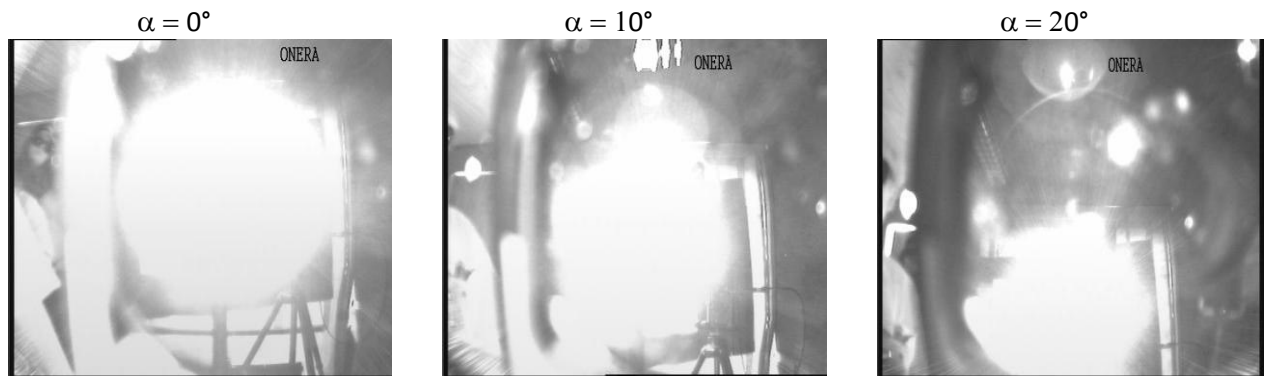


Figure 106 : Exemples d'images éblouies obtenues à 300 m du laser pour des angles axe laser-axe de caméra allant de 0°, 10° et 20°.

Comme on pouvait le supposer le diamètre du cône de lumière blanche est assez critique. En réduisant la distance hublot-caméra, et donc le diamètre du cône, le taux d'images éblouies diminue. De plus, nous avons pu constater que le taux d'images éblouies décroît lorsque la distance entre le laser et la cible augmente. Cette décroissance est principalement causée par l'augmentation de l'amplitude des déviations du faisceau laser : il devient de moins en moins probable que le cône de lumière blanche soit généré devant l'objectif et donc collecté. Pour un même niveau de turbulences, l'amplitude des déviations du faisceau augmente avec la distance de propagation, le diamètre du faisceau laser s'élargit également, augmentant ainsi la zone où peuvent se former les filaments. A 1 km de distance, sans aucun moyen de contrôle de la turbulence et avec un faisceau dont le profil spatial est de faible qualité, on a observé l'éblouissement du capteur. La Figure 107 montre l'image présentant l'éblouissement le plus important à 1 km.



Figure 107 : Exemple d'image éblouie obtenues à 1 km de la source laser.



Figure 108 : Exemple d'image éblouie enregistrée à 1 500 m de la source laser.

Pour finir le capteur a été placé à une distance de 1500 m, l'effet de la déviation du faisceau par les turbulences est alors important. A cette distance, le faisceau femtoseconde ne forme plus de filaments associés à la génération de plasma mais il donne naissance à des canaux de lumière. Même si la filamentation dans l'air n'a pas lieu, ces canaux de lumière sont suffisamment intenses pour générer une filamentation dans un hublot. En effet, les seuils de filamentation sont 1 000 fois plus faibles dans les matériaux que dans l'air. Il est ainsi possible de montrer un effet d'éblouissement sur une caméra placée à 1 500 m du laser en filamentant dans son hublot comme le montre la Figure 108.

Conclusion et perspectives

La propagation filamentée d'un faisceau femtoseconde sur une distance kilométrique et en extérieur a été étudiée ainsi que les effets des filaments. Nous avons démontré qu'il était possible d'obtenir de la filamentation jusqu'à une distance de 1 km avec un laser femtoseconde de 200 mJ se propageant horizontalement à l'air libre. Il s'agit, à ce jour, du record mondial en matière de filamentation laser à longue distance. De plus, l'expérience a démontré qu'en propageant le faisceau horizontalement, la turbulence atmosphérique perturbe le faisceau mais n'annihile jamais totalement la formation de filaments. En jouant à la fois sur la durée initiale de l'impulsion laser et sur l'ouverture numérique du faisceau, il est possible de contrôler efficacement la distance de filamentation jusqu'à 1 km : résultats primordiaux pour des applications à grandes distances telles que la génération de rayonnement THz et l'utilisation des filaments comme paratonnerre ou la contre-mesure optronique. Finalement, les précédentes observations de l'évolution à grande distance des filaments en canaux de lumière de plus faible intensité ont été confirmées. Ces canaux de lumière ont été observés jusqu'à 1500 m.

Par ailleurs, le cône de lumière blanche généré par le faisceau filamenté dans différents types de hublots transparents à des distances allant jusqu'à 1 km a été caractérisé. En moyenne, le continuum généré dans l'échantillon s'étend de 400 nm à 1,1 μm . Une forte diminution de l'efficacité de génération de continuum dans les solides a été observée au-delà de 150 m, même si cette génération demeure importante jusqu'à 1 km. Des différences d'efficacité significatives et reproductibles entre les différents matériaux n'ont pu être observées. En revanche, nous avons pu démontrer l'utilisation de cette lumière blanche pour éblouir des capteurs CCD.

En conclusion, lors de ces essais, sans aucun dispositif de compensation du dépointage laser par la turbulence et avec un faisceau dont le profil spatial n'était pas optimal, un filament laser femtoseconde a été obtenu jusqu'à une distance de 1 km. L'éblouissement de caméras et l'endommagement d'optiques ont été démontrés jusqu'à 1 km et 1,3 km respectivement. Les principales difficultés rencontrées pour étendre la distance de propagation sont dues au profil spatial du faisceau et aux turbulences atmosphériques. Pour poursuivre ces travaux, il serait indispensable, dans un premier temps, d'améliorer le profil spatial du faisceau (par exemple, en modifiant le télescope) et d'étudier les possibilités de compensation du dépointage causé par les turbulences atmosphériques. A plus long terme, il serait nécessaire de mener une étude plus approfondie des effets de la turbulence sur la propagation du faisceau, en régime de multi-filamentation, pour vérifier l'intérêt d'une compensation complète des effets de turbulence par correction du front d'onde laser. En effet, la turbulence atmosphérique entraîne une déformation de la distribution spatiale du faisceau et crée donc localement des surintensités qui peuvent réduire la distance de propagation en générant les filaments trop en amont de la position souhaitée même si elles n'empêchent pas totalement la génération des filaments.

Références

- [Brodeur 99] A. Brodeur and S. L. Chin, "Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media", J. Opt. Soc. Am. B **16**, 637, 1999
- [Chin 02] S.L. Chin, A. Talebpour, J. Yang, S. Petit, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva and M.P. Tamarov, "Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air", Appl. Phys. B **74**, 67-76, 2002
- [Couairon 07] A. Couairon, A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media", Phys. Rep. **441**, 47, 2007
- [Durand 11] M. Durand, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Durécu, D. Fleury, B. Moreau, O. Vasseur, H. Borchert, K. Diener, R. Schmitt, F. Théberge, M. Chateauneuf, J. Dubois, "Kilometer range filamentation: effects of filaments on transparent and non-transparent materials at long distances", CLEO: 2011, paper **CThFF3**, Baltimore, USA, 1-6 May 2011
- [Durécu 07] A. Durécu, P. Bourdon, O. Vasseur, "Laser-dazzling effects on TV-cameras: analysis of dazzling effects and experimental parameters weight assessment", Security & Defense SPIE Europe 2007, Paper 6738-21, Florence 2007
- [Fibich 05] G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, Y. Erlich, M. Fraenkel, Z. Henis, A. Gaeta, and A. Zigler, "Self-focusing distance of very high power laser pulses", Opt. Express **13**, 5897, 2005
- [Houard 08] A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Durécu, L. Lombard, P. Bourdon, O. Vasseur, B. Fleury, C. Robert, V. Michau, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, "Study of the Influence of air turbulence on femtosecond filamentation", Phys. Rev. A **78**, 033804, 2008
- [Kasparian 08] J. Kasparian and J-P Wolf, "Physics and Applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation", Opt. Express **16**, 466, 2008
- [Marburger 75] J-H Marburger, "Self-focusing : Theory", Prog. Quant. Electr. **4**, 31, 1975
- [Méchain 04] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, "Long range self-channeling of Infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization", Appl. Phys. B **79**, 379, 2004
- [Méchain 07] G. Méchain, C.D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, "Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser", Opt. Commun. **247**, 171-180, 2007
- [Ripoche 97] J-F Ripoche, G. Grillon, B. Prade, M. Franco, E.T.J. Nibbering, R. Lange and A. Mysyrowicz, "Determination of the time dependence of n_2 in air", Opt. Commun. **135**, 310-314, 1997
- [Salamé 07] R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, R. Ackermann, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, "Propagation of laser filaments through an extended turbulent region," Appl. Phys. Lett. **91**, 171106, 2007
- [Sprangle 02] P. Sprangle, J. Penano and B. Hafizi, "Propagation of intense short laser pulse in the atmosphere", Phys. Rev. E **66**, 046418, 2002
- [Yang 07] J. Yang and G. Mu, "Multi-dimensional observation of white-light filaments generated by femtosecond laser pulses in condensed medium", Opt. Express **8**, 4943, 2007

Conclusion générale

Dans ce travail de thèse j'ai étudié le processus de filamentation d'un faisceau laser femtoseconde IR aussi bien en terme de propagation non-linéaire, que du point de vue d'une source de rayonnement à grande distance. Lors d'une propagation sur très grande distance (kilomètre) la formation de multifilaments est inévitable. J'ai donc étudié l'interaction entre deux filaments méthodiquement en laboratoire dans un premier temps, ainsi que l'effet de cette interaction sur les rayonnements secondaires générés par filamentation. Je me suis ensuite attardée sur la génération de continuum de lumière blanche et d'émission conique et sur la possibilité de générer un continuum de lumière blanche à grande distance. Pour cela, une étude sur un terrain permettant une propagation d'un kilomètre a été réalisée.

J'ai donc dans un premier temps étudié l'interaction entre deux filaments et mis en évidence la formation d'un réseau de plasma provenant de l'interférence des deux filaments laser. Ce réseau de plasma a été caractérisé spatialement et temporellement. Les mécanismes responsables de la détérioration du réseau de plasma ont été mis en évidence, recombinaison des électrons du plasma et diffusion de ces mêmes électrons. Les coefficients de recombinaison électronique et de diffusion électronique on pu être déterminés pour de nombreux gaz : atomiques et moléculaires. Un déplacement des franges du réseau a pu être observé lorsqu'une différence de fréquence est introduite entre les deux impulsions laser. Ce déplacement est responsable de l'échange d'énergie qui apparait entre les deux filaments. Le réseau de plasma peut être utilisé pour échanger efficacement de l'énergie entre deux filaments (jusqu'à 50 % d'efficacité d'échange). Afin de poursuivre cette étude, il serait intéressant de développer un modèle plus complet décrivant les processus de détérioration temporelle du réseau de plasma. Les coefficients de recombinaison et de diffusion pourraient alors être extraits avec une plus grande précision permettant une plus grande compréhension du mécanisme de la filamentation laser.

J'ai ensuite étudié les conséquences de l'interaction de deux filaments sur les rayonnements secondaires émis par le filament. J'ai montré que l'on pouvait contrôler l'émission de troisième harmonique et l'émission de THz du filament laser à l'aide d'un deuxième filament. J'ai pu mettre en évidence le mécanisme limitant la génération de troisième harmonique dans un filament, par l'utilisation d'un second filament interceptant le filament signal. L'interaction entre deux filaments croisés permet alors d'augmenter la génération de troisième harmonique en interrompant le filament en son milieu. De ces résultats j'ai pu proposer une nouvelle interprétation du phénomène. On pourrait maintenant généraliser cette technique à d'autres fréquences générées par le filament comme le rayonnement THz produit par filamentation laser à deux couleurs.

Les travaux effectués dans le cadre de ma thèse ont permis de mettre en application le principe de lentille moléculaire apparaissant lors de la propagation colinéaire de deux filaments pour contrôler à distance la génération de rayonnement THz par bifilamentation, et ainsi contribuer à l'élaboration de la première source THz modulable permettant l'illumination de cibles à distance.

J'ai aussi étudié l'évolution de la filamentation en fonction du régime de dispersion. Au vu de l'énergie disponible avec l'OPA cette étude s'est effectuée dans les solides transparents. Les principales caractéristiques de la filamentation laser à 800 nm ont été retrouvées. Le continuum de lumière généré et l'émission conique générée par filamentation laser ont été caractérisés. Enfin, en changeant la longueur d'onde initiale pour la filamentation j'ai pu observer un changement de comportement du filament laser en fonction du régime de dispersion. En effet, celle-ci influe sur l'évolution spatio-temporelle du filament et a pour conséquence de profonds changements dans le

continuum généré par filamentation laser. La filamentation à 2 μm dans la Silice peut être considérée comme un cas particulier de filamentation, sur une distance de plus d'un centimètre l'impulsion se propage en restant compressée spatialement et temporellement. Ce type de propagation n'est pas sans perte mais peut être vu comme une propagation de type soliton, ou « light bullet ». La suite logique de cette étude consistera à réaliser la mesure temporelle de l'impulsion laser lors de la filamentation dans le cas d'une dispersion anormale.

Enfin une campagne de propagation longue distance en collaboration avec le RDDC, m'a permis de démontrer qu'il était possible d'obtenir de la filamentation jusqu'à une distance de 1 km avec un laser femtoseconde de 200 mJ se propageant horizontalement à l'air libre. Il s'agit, à ce jour, du record mondial en matière de filamentation laser à longue distance. En jouant à la fois sur la durée initiale de l'impulsion laser et sur l'ouverture numérique du faisceau, il est possible de contrôler efficacement la distance de filamentation jusqu'à 1 km. Résultats primordiaux pour la contre-mesure optronique mais aussi pour des applications telles que la génération de rayonnement THz à très grande distance et l'utilisation des filaments comme paratonnerre laser. Afin de poursuivre cette étude de filamentation très longue distance, il serait intéressant de chercher à compenser les effets de la turbulence atmosphérique sur le faisceau de manière à optimiser la production de filaments à distance et à augmenter encore la distance de filamentation.

Publications

- **Y. Liu, A. Houard, M. Durand, B. Prade, and A. Mysyrowicz** 2009. Maker fringes in the Terahertz radiation produced by a 2-color laser field in air, *Optics Express*, **vol. 17, Issue 14**, pp. 11480-11485
- **M. Durand, Y. Liu, A. Houard and A. Mysyrowicz** 2010. Fine Control of THz intensity by molecular lensing in air, *Optics Letters*, **vol 35, Issue 10**, pp. 1710-1712
- **B. Forestier, A. Houard, M. Durand, Y. B. André, B. Prade, J.-Y. Dauvignac, F. Perret, Ch. Pichot, M. Pellet, and A. Mysyrowicz** 2010. Radiofrequency conical emission from femtosecond filaments in air *Applied Physics Letters*, **vol. 96**, 141111
- **Y. Liu, M. Durand, S. Chen, A. Houard, B. Prade, B. Forestier, and A. Mysyrowicz** 2010. Energy Exchange between Femtosecond Laser Filaments in Air, *Physical Review Letters*, **vol. 105**, 055003
- **M. Durand, Y. Liu, B. Forestier, A. Houard, and A. Mysyrowicz** 2011. Experimental observation of a travelling plasma grating formed by two crossing filaments in gases, *Applied Physics Letters*, **vol 98**, 121110
- **Y. Liu, M. Durand, A. Houard, B. Forestier, A. Couairon, A. Mysyrowicz** 2011. Efficient generation of third harmonic radiation in air filaments: A revisit. *Optics Communications*, **vol. 284**, pp.4706-4713
- **B. Forestier, A. Houard, I. Revel, M. Durand, Y. B. André, B. Prade, A. Jarnac, J. Carbonnel, M. Le Nevé, J. C. de Miscal, B. Esmler, D. Chapuis and A. Mysyrowicz** 2012. Triggering, guiding and deviation of long air spark discharges with femtosecond laser filament, *AIP Advances* **2**, 012151
- **M. Durand, A. Jarnac, Y. Liu, B. Prades, A. Houard, A. Mysyrowicz** Dynamics of plasma gratings in atomic and molecular gases, soumis à PRL
- **M. Durand, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Durécu, D. Fleury, B. Moreau, O. Vasseur, H. Borchert, K. Diener, R. Schmitt, F. Théberge, M. Chateaufneuf, J. Dubois** Kilometer range filamentation: effects of filaments on transparent and non-transparent materials at long distances, en préparation
- **M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, A. Durecu, O. Vasseur, A. Couairon and A. Mysyrowicz** Filaments in the anomalous dispersion regime of fused Silica, en préparation

Communications orales

- **M. Durand, Y. Liu, A. Houard and A. Mysyrowicz.** Fine Control of THz intensity by molecular lensing in air EOS Annual Meeting Octobre 2010 oral presentation
- **M. Durand, Y. Liu, S. Chen, A. Houard, B. Prade, B. Forestier, and A. Mysyrowicz** Energy Exchange between Femtosecond Laser Filaments in Air EOS Annual Meeting Octobre 2010
- **M. Durand, Y. Liu, B. Forestier, A. Houard, and A. Mysyrowicz,** Energy exchange between two filaments in air via a travelling plasma grating CLEO US 2011
- **M. Durand, Y. Liu, A. Houard, A. Couairon and A. Mysyrowicz** Efficient third harmonic generation by two crossing filaments CLEO US 2011
- **M. Durand, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Durécu, D. Fleury, B. Moreau, O. Vasseur, H. Borchert, K. Diener, R. Schmitt, F. Théberge, M. Chateaufneuf, J. Dubois** Kilometer range filamentation: effects of filaments on transparent and non-transparent materials at long distances CLEO US 2011
- **M. Durand, A. Houard, Y. Liu, A. Durecu, O. Vasseur, A. Couairon and A. Mysyrowicz,** "Filaments in the anomalous dispersion regime of fused Silica", International Conference on Multiphoton processes (ICOMP12), July 3-6 2011, Sapporo, Japan, Poster